

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

. Jahrgang

15. August 1920

Nr. 16

1. Allgemeines.

Ludwig Nagele. Die Bestimmung der Gravitationskonstante und der Erdmasse im Schulunterricht. ZS. f. phys. Unterr. 33, 81—86, 1920. Gezeigt wird an der Hand einer Abbildung, wie sich die Anordnung in Weinholds Experimentierbuch (4. Aufl., S. 125) mit alten, in Lehrmittelsammlungen vorhandenen Mitteln aufbauen lässt, um noch brauchbare Versuche anstellen zu können. So wird beispielsweise als Aufhänger ein feiner, 3 m langer Kupferdraht einer Sekundärspule eines verdorbenen kleinen Induktionsapparates von 0,08 mm Dicke verwendet, dessen Umspinnung mit einer leinen Flamme entfernt worden ist. Die rechnerische Auswertung des Versuches erfolgt in der von Weinhold angegebenen Weise. NEBEL.

J. Weiss. Einige Versuche mit der Lautverstärkerröhre. ZS. f. phys. Unterr. 33, 6—100, 1920. Mit einer Lautverstärkerröhre der A. E. G., Telefunken usw., bei der die zylindrisch geformte Anode das Gitter und dieses den dünnen Glühdraht der Kathode koaxial umgibt, lassen sich hübsche Versuche ausführen. Alles befindet sich in einem hochgradigen Vakuum. Die Kathode glüht mit einer 6-Volt-Akkumulatoren-Blätterie von 0,6 Amp. Stärke. Die Regelung der Stromstärke erfolgt durch einen chieberwiderstand. 1. Versuch. Emissionen von Elektronen aus dem Glühdraht. Beim Glühen der Kathode fließt ein elektrischer Strom von dieser durch ein empfindliches Galvanometer (mindestens 10^{-6} Amp.) zum Gitter. Dies röhrt von der Aussendung von Elektronen von der glühenden Kathode her, welche das Gitter negativ aufladen, abei lädt sich die Kathode positiv auf, und diese Ladungen gleichen sich durch das Galvanometer hindurch aus. Liegt das Galvanometer an der Anode statt an dem Gitter an, so fließt im Galvanometer ein viel geringerer Strom. Die Elektronen werden also beinahe völlig durch das Gitter abgefangen. 2. Versuch. Gleichrichterwirkung. Die Anode wird mit der Kathode durch das Galvanometer verbunden bei einer Potentialdifferenz von 150 Volt. Bei der negativen Ladung des Glühdrahtes fließt ein Strom von der Kathode durch das Galvanometer zur Anode. Ist dagegen der Glühdraht mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden, so entsteht kein Strom. Die Röhre wirkt als Ventil, wenn man an Glühdraht und Anode eine Wechselspannung legt. Beim Quecksilberdampfgleichrichter benutzt man die Tatsache, daß Elektronen aus glühenden Körpern, nicht aber aus kalten austreten. 3. Versuch. Charakteristik. Bei konstanter Anodenspannung legt man zwischen Gitter und Kathode noch eine variable Spannung an*, dann wird die Anodenstromstärke durch S-förmige Kurven

*

dargestellt, die aus den beigegebenen Figuren ersichtlich sind und die als Charakteristik der Röhren bezeichnet werden. Die verschiedenen S-förmigen Kurven gehören zu verschiedenen Anodenspannungen. 4. Versuch. Gesteuerte Schwingung. Auf dem geradlinigen mittleren aufsteigenden Teile der Charakteristik hat jede Änderung des Gitterpotentials eine ähnliche Änderung des Anodenstromes zur Folge (Steuerung). Diese Eigenschaft wird zur Hochfrequenzverstärkung ausgenutzt. Die Schwingungen in der Antenne werden durch den Transformator 1 auf den Gitterkreis übertragen und bewirken entsprechende Änderungen im Anodenstromkreise, die durch den Transformator 2 an den Detektorkreis gelangen. Statt der Antennenströme werden die mit einem Mikrophon erzeugten Stromschwankungen verwendet, wobei an Stelle des zweiten Transformators ein Telefon tritt. Die Röhre stellt demnach ein Elektronenrelais dar. Zur wirklichen Lautverstärkung sind besonders gebaute Transformatoren nötig. Mit einer zweiten Röhre lassen sich die verstärkten Stromschwankungen weiter verstärken usw. Mit einer solchen Kaskadenschaltung erreicht man schließlich eine 10000fache Lautverstärkung. 5. Versuch. Selbständige Schwingungserregung. Wird bei der dem Versuch zugrunde gelegten Vorrichtung der Antennenkreis zum Zusammenfallen mit den an den zweiten Transformator angeschlossenen Detektorkreis gebracht, so werden ungedämpfte elektrische Schwingungen erregt. Legt man im Kreise A (Anodenkreis) die Anodenspannung an, so wird durch den zweiten Transformator der Schwingungskreis R angeregt, und dieser wirkt mittels des ersten Transformators induzierend auf den Gitterkreis G . Die im Drehen erzeugten Spannungsschwankungen wirken wieder auf den Anodenkreis usw., so daß in R dauernd Schwingungen entstehen von der durch die Kapazität und Selbstinduktion von R bedingten Frequenz. Der Schwingungskreis R bewirkt die Rückkoppelung von A mit G . Die Schaltung wird noch vereinfacht durch die Vereinigung der Selbstinduktion des Anodenkreises A und des Schwingungskreises R miteinander. Statt des zweiten Transformators ist nur eine einzige Spule S_1 vorhanden, die induktiv auf die Spule S_2 des Gitterkreises wirkt. Man erhält so folgende Generatorschaltung. Die Gitterselbstinduktion wird an den negativen Pol der Heizbatterie B_1 angeschlossen und an den positiven Pol dieser Batterie der Regulierwiderstand des Heizstromes. B_2 sei die Anodenbatterie. Die Selbstinduktionen S_1 und S_2 bilden eine ebene Scheibe aus seideumsponnenem Kupferdraht, und zwar so, daß die Gitterspannung der Spannung an der Anodenspule und am Schwingungskreise stets entgegengesetzt gerichtet ist. S_1 und S_2 müssen einander ziemlich nahe gegenüberstehen. Zum Nachweise der Schwingungen nähert man die Spulen S_1 , S_2 einem aperiodischen Indikatorkreise; dieser besteht aus einem Kreise aus Kupferdraht, der mit dem Heizdraht eines Vakuumthermoelementes verbunden ist. Die Erregung des Indikatorkreises erfolgt durch die induzierende Wirkung der Schwingungen des Schwingungskreises auf die Drahtschleife. An Stelle des aperiodischen, auf alle Frequenzen ansprechenden Indikatorkreises können Resonanzschwingungen in einem zweiten Resonanzkreise mit Selbstinduktion und Kapazität treten. 6. Versuch. Schwebungen. Mit zwei Lautverstärkerröhren (Senderöhren) bildet man zwei nur wenig gegeneinander verstimmte Schwingungskreise, die bei ihrer gleichzeitigen Einwirkung auf den aperiodischen Empfangskreis in diesem Schwebungen erzeugen. Der aperiodische Kreis besteht aus zwei Selbstinduktionen, von denen je eine mit je einem der Schwingungskreise gekoppelt ist, einem Kontaktdetektor und einem Telefon.

NEBEL.

Karl Rosenberg. Über einige einfache physikalische Schulversuche. ZS. f. phys. Unterr. 33, 86—92, 1920. 1. Kohlenelektroden zu galvanischen Versuchen. Statt der von Franz Zimmermann (ZS. f. phys. Unterr. 22, 295—296, 1911) für Versuche über

Elektrolyse und über galvanische Polarisation vorgeschlagenen Kohlenplatten werden Kohlenstäbe (Reststücke von Bogenlichtkohlen) verwendet, die an dem einen Ende in Spiralen von umgewickeltem, 2 mm dickem Kupferdraht gehalten werden. Bei Starkstrom zur Ladung haften die Gasblasen an den Kohlen besser als bei Platin-Elektroden, so daß der Polarisationsstrom eine elektrische Klingel eine Zeitlang ertönen läßt. 2. Zur statischen Ladung von Telegraphenkabeln. Zwei gleiche Elektroskope werden durch einen trockenen Holzstab von 1 m Länge und 2 bis 3 mm Durchmesser verbunden. Wird dem einen Elektroskop Ladung zugeführt, so zeigt das zweite bald eine zunehmende Ladung gleicher Art, und zwar auch dann, wenn der Holzstab bis auf die Enden in eine außen gut schellackierte Glasröhre gesteckt wird. Wird diese in einen Stanniolstreifen von 10 cm Breite und 70 cm Länge bis auf einen Rest von einigen Zentimetern gewickelt und dann der Versuch wiederholt, so zeigt sich kein wesentlicher Unterschied. Wird die Stanniolhülle geerdet, so können dem ersten Elektroskop beträchtliche Ladungsmengen von einer kleinen Influenzmaschine zugeführt werden, ohne beträchtliche Ausschläge an den Elektroskopen zu erhalten. Erst wenn die Stanniolhülle abgezogen wird, zeigen die Elektroskope einen großen Ausschlag. Dieser Versuch zeigt die statische Ladung eines Telegraphenkabels. 3. Abhängigkeit des Leitungswiderstandes von Flüssigkeiten von der Temperatur. An Stelle der Weinholdschen Vorrichtung für diesen Versuch (Phys. Dem., 3. Aufl., S. 786, Fig. 515) benutzt man eine mit Kupfervitriollösung gefüllte Proberöhre mit durchbohrtem Kork, durch den zwei rechtwinkelig gebogene Kupferdrähte geführt werden. Diese werden mit einer Stromquelle und einem Galvanometer verbunden. Wird die Proberöhre von außen erwärmt, so zeigt der wachsende Galvanometerausschlag eine Veränderung des Flüssigkeitswiderstandes an. Durch Eintauchen der Röhre in kaltes Wasser erhält man ein Zurückgehen des Galvanometerausschlages. 4. Zur Elektrolyse der verdünnten Schwefelsäure. Geschildert werden zwei Fälle, die mahnen, die Versuche vorher zu probieren, ehe sie im Unterricht angestellt werden. 5. Ein Versuch über den Nachhall in geschlossenen Räumen. Dem Akustometer von Sigmund Exner (Vierteljahrssber. d. Wien. Ver. z. Förd. d. phys. u. chem. Unterr., 10. Jahrg., 23, 1905) zur Messung des Nachhalls in Kirchen, Konzertsälen u. dgl. liegt der mit einfachen Mitteln anzustellende Versuch zugrunde. Öffnet man nach dem Sichtbarwerden des Entladungsfunkens einer Leidener Flasche die zugehaltenen Ohren (nach $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Sekunde), so hört man einen Knall, als ob die Flasche eben erst entladen worden wäre. Es ist aber der Nachhall, dessen Dauer und Stärke gewöhnlich von dem durch den ursprünglichen Schall übermüdeten Ohr nicht deutlich genug wahrgenommen wird. 6. Die Saugwirkung eines Luftstrahles. Im Anschluß an das Reflexionsgesetz der Optik und den Planspiegel wird mittels einer Röhre gegen das Spiegelbild einer Kerze bei einem vertikal aufgestellten Spiegel geblasen. Die Flamme wird nicht in der Reflexionsrichtung des Luftstrahles, also vom Spiegel fortgeblasen, sondern flackert in der Richtung nach ihrem Spiegelbilde, also gegen den Spiegel hin; denn die Luftteilchen verhalten sich wie der Wasserstrahl, der in gleicher Richtung den Spiegel trifft. Abgesehen von einigen wegspritzenden Tropfen wird das Wasser auf der Spiegelfläche sich ausbreiten und nach der Seite der Kerze und ihrem Spiegelbild abfließen. Die Folge bei der Luft ist, daß die längs des Spiegels sich bewegende Luft die benachbarten Teilchen mitreißt. Dadurch entsteht eine saugende Wirkung, was die in der Richtung zum Spiegel hinflackernde Kerzenflamme sichtbar macht. 7. Zur Fluoreszenz des Uranglases oder einer Fluoresceinlösung. Um bei fluoreszierenden Substanzen die Umwandlung der stärker brechbaren (blauen, violetten, ultravioletten) Strahlen in minder brechbare (gelbgrüne) zu zeigen, wird ein Uranglaswürfel oder ein Fläschchen mit einer Fluoresceinlösung durch ein objektiv entworfenes, möglichst

helles Spektrum vom Rot bis über das Violett hinaus geführt. Im roten und gelben Lichte verschwindet die Fluoreszenz und wird im stärker abgelenkten Teile des Spektrums immer lebhafter. Damit kein störendes Licht vom lichtaufsaugenden Schirm zurückgeworfen wird, muß dieser aus einer dunklen und rauen Fläche bestehen (schwarzes Tuch, schwarzer Filz, mattschwarzes Papier). 8. Farben dünner Blättchen. Nach W. Volkmann (Anleitung zu den wichtigsten physikalischen Schulversuchen) wird ein mit Stiel versehener, in einem Kork drehbarer Drahtring von 4 cm Durchmesser hinter dem Kondensor eines Projektionsapparates aufgestellt und mittels des Objektivs ein Bild entworfen. Eine Küvette mit Seifenlösung wird von unten her über den Ring geschoben und dann langsam abwärts-bewegt. Die Seifenhaut wird im oberen Ringteile immer dünner, und im unteren Teile des Projektionsbildes erscheinen die wagerecht verlaufenden Newtonschen Farbenstreifen. Dreht man den Ring aus seiner Anfangsstellung senkrecht zur Projektionsrichtung, bis seine Ebene fast in die Richtung fällt, dann werden die Farben lebhafter. Dann entwirft man auch noch mittels einer Sammellinse von ungefähr gleicher Brennweite wie das Objektiv mit dem von der Seifenhaut zurückgeworfenen Lichte auf einem zweiten seitlich aufgestellten Schirme ein scharfes Bild von der Seifenlamelle. Dieses zeigt ebenfalls die Newtonschen Farben, nur sind die Farben an den gleichen Stellen beide Bilder komplementär. 9. Ein Versuch aus der physiologischen Optik. Statt der Locatschen Apparates (Physikalische Apparate und Versuche aus dem Schäffer'schen museum von H. Bohn. Berlin, Salle, 1902, S. 80, Nr. 210) werden die Enden eines geschwärzten Pappstreifens von 4 cm Breite und 15 cm Länge so aufgebogen, daß zwei Quadrate von 4 cm Höhe entstehen. In der Mitte des vorderen wird mittels des Korkbohrers eine Öffnung von 8 mm Durchmesser geschnitten und mittels Picein eine Stecknadel so befestigt, daß der Kopf in der Mitte der Öffnung ist. In der Mitte des gegenüberliegenden Quadrats werden mit einer groben Nadel fünf Löcher in Kreuzform gestochen. Hält man die Vorrichtung so vor das Auge, daß der Stecknadelkopf gerade vor der Pupillenmitte liegt und richtet die Achse des Apparates gegen den hellen Himmel oder gegen eine weiße, hellbeleuchtete Fläche, so sieht man die dem Auge zu naheliegende Nadel gar nicht, dagegen in jeder der kleinen Öffnungen ein umgekehrtes Schattenbild der Nadel. Jede der kleinen Öffnungen wirkt als punktförmige Lichtquelle, die auf der Netzhaut einen Schatten des Stecknadelkopfes entwirft. Durch die gewohnheitsmäßige Projektion dieses Schattens nach außen glaubt man das Bild einer umgekehrt gehaltenen Nadel hinter der kleinen Öffnung zu sehen.

NEBEL

J. Kleiber. Einpolige oder zweipolige magnetische Wage? ZS. f. phys. Unterr. 33, 94—96, 1920. 1. Die einpolige magnetische Wage. Zum Nachweise des Coulomb'schen Gesetzes dient nach Grimsehls Vorgange die einpolige magnetische Wage, die nur einen freien Pol N hat. Über diesem befindet sich in der Entfernung r der Pol N' eines zweiten horizontalen Magnets, dessen Südpol S' von dem im Dreieckspunkte der Wage befindlichen Südpol S sich in entgegengesetzter Richtung befindet. Man sucht die Konstanz des Produktes der abstoßenden Kraft der beiden Nordpole und des Quadrats ihrer Entfernungen bei der Näherung der beiden Magnete von der Länge des Wagbalkenmagnets auf seine Hälfte. Durch die störende Wirkung von S' auf N ergibt sich, wie die Rechnung zeigt, keine konstante Größe, sondern eine während des Versuches schwankende. Die Schwankungen sinken auf ungefähr den achten Teil, wenn der zweite Magnet nicht wie bei dem Versuche dem ersten gleichlang, sondern doppelt so lang als dieser ist. 2. Die zweipolige magnetische Wage. Bei der gleichen Anordnung und Länge der Magnete wie unter 1. ergibt sich, da die beiden An-

iehungen SN' und $S'N$ sich in ihrer Wirkung auf die gleichförmige magnetische Wage aufheben, nur die eine störende Kraft, die Abstoßung zwischen den Polen SS' . Auch hier beobachtet man nicht das gesuchte konstante Produkt $K \cdot r^2$, sondern eine aber weniger stark variierende Größe wie bei der einpoligen Wage. 3. Weitere Verbesserung durch Benutzung der Doppelstricknadel. Der Wagebalken besteht aus zwei mit ihrem einen Ende zusammengelöteten Stricknadeln, also ein Magnet von doppelter Länge als zweipoliger Wagebalken. Bei im übrigen gleicher Versuchsanordnung wie unter 1. und 2. beobachten wir eine an die konstante Größe sehr nahe heranreichende Größe mit sehr geringen Abweichungen.

NEBEL.

Alfred Wenzel. Über den Strahlengang in Geradsichtprismen. ZS. f. phys. Unterr. 3, 105—106, 1920. Im dreiteiligen Geradsichtprisma, das in vielen Spektroskopen vorkommt, sind die beiden äußeren Prismen aus leichtem Crownglas rechtwinkelig, das mittlere aus schwerem Flintglas hat 106° als Prismenwinkel. In der Tabelle 1 sind die der Berechnung zugrunde gelegten Brechungsindices gegen Luft und in Tabelle 2 die berechneten Einfall- und Brechungswinkel zusammengestellt. Die Fig. 1 gibt den Strahlengang für Blau, Gelb und Rot. Die mit der Beobachtung übereinstimmende berechnete Dispersion $V - R$ betrug ungefähr 90° . Bei dem fünfteiligen Geradsichtprisma in Müller-Pouillet-Pfaundler 2, 204, Fig. 173, 10. Aufl., 1909, müssen wegen des symmetrischen Durchgangs der gelben Strahlen schweres Crownglas und schweres Flintglas verwendet werden. Die beiden äußeren Crownglasprismen haben 80° , die des mittleren Crownlasses und der beiden Flintglasprismen 94° als Prismenwinkel. Aus der Tabelle 3 mit den berechneten Ergebnissen beträgt die mit der Beobachtung übereinstimmende, berechnete Dispersion $V - R$ etwa 11° . Figuren und Tabellen zeigen, daß in jedem Geradsichtprisma die roten, gelben und blauen Strahlen im mittleren Prisma sich kreuzen.

NEBEL.

Otto Diehl. Ein einfaches Geradsichtprisma. ZS. f. phys. Unterr. 33, 103—105, 1920. Auf dem Rücken eines kurzen, in Spektroskopen verwendeten Flintglasprismas bestigt man mit der unbelegten Seite ein Stück guten Spiegelglases, das an der von dem zu zerlegenden Lichte getroffenen Fläche ungefähr 3 cm hervorsteht. Das Licht trifft zuerst den Planspiegel und wird von diesem schräg ins Prisma geworfen. Durch Drehen der Vorrichtung oder Berechnen aus der Beziehung $n = \frac{\sin \gamma + \delta/2}{\sin \gamma/2}$ für das Ablenkungsminimum ergibt sich die gewünschte Lage für das Spektrum an der Stelle, wo vorher das Spaltbild war. Die Reflexion des Lichtes an der unbelegten Spiegelfläche stört nicht. Diese Vorrichtung eignet sich für eine Reihe optischer Experimente. 1. Zur Untersuchung der Farben eines von einem vertikal gestellten Prisma kommenden Spektrums wird der vertikale Spalt durch eine Blende mit horizontalem Spalt auf etwa 1 mm Höhe gekürzt und das von dem Prisma zerlegte Strahlenbündel durch das horizontal gestellte Geradsichtprisma geschickt. Man sieht das schräg gestellte Farbenband mit Violett als stärkster Ablenkung. Die Prismenspektralfarben sind nicht mehr zerlegbar, also homogen. 2. Ebenso werden die Farben eines Beugungsspektrums (ein Gitter mit der Gitterkonstanten $b = 0,05$ genügt) untersucht. Der unter 1. genannte kurze Spalt wird durch die Kondensorlinse des Projektionsapparates beleuchtet und mit dem Objektiv auf dem Schirme scharf abgebildet. Unmittelbar vor dem Objektiv befindet sich das Gitter. Die von diesem seitlich gebeugten Lichtbündel müssen dann das Geradsichtprisma passieren, um eine Zerlegung in der Richtung von oben nach unten zu erhalten. Die Spektren links und rechts von der Mitte des Beugungsbildes und natürlich auch das ungebeugte Spaltbild sind in Farbenbändern sichtbar auseinandergezogen. Nur das erste Beugungsspektrum links und rechts

von der Mitte besitzt homogene Farben, alle anderen Spektren überlagern einander mehr oder weniger, je nach der größeren oder kleineren Entfernung von der Bildmitte. 3. Eine kleine, etwa 4 mm dicke planparallele Glasplatte auf dem vorstehenden Teile des Planspiegels ergibt vor einem vertikalen Spalt zwei genügend helle Spektren parallel nebeneinander, die durch geringe Drehung der planparallelen Platte so übereinander kommen, daß das Violett des einen Spektrums über dem Rot des anderen gelagert ist und die Purpurfarbe zeigt. 4. Das Geradsichtprisma eignet sich für die Interferenzerscheinungen der Polarisation des Lichtes. Vor den Kondensor kommt ein Polarisator, der das Licht durch Reflexion an einer schwarzen Glasplatte polarisiert. Ein Gipspaltplättchen von etwa 1 mm Dicke als Objekt wird mit einer Sammellinse ($f = 15$ cm) auf einem Schirme abgebildet. In dem Lichtstrahlengange nahe bei dem Objekt befindet sich ein Glasplattensatz als Analysator mit gekreuzter Schwingungsrichtung. Steht die Schwingungsrichtung des Gipspättchens diagonal zu denen der beiden Polarisatoren, so erscheint es hell auf dunklem Grunde. Wegen seiner Dicke zeigt es das sogenannte Weiß höherer Ordnung. Wird das den Analysator verlassende Licht mit einer Linse von 3 bis 4 cm Brennweite auf einem vertikalen Spalt von $1/3$ mm Breite vereinigt und dieser mit einer weiteren Linse auf dem Schirme scharf abgebildet, so liefert das zwischen dieser zweiten Linse und dem Schirm eingeschaltete Geradsichtprisma ein Spektrum auf dem Schirme, das von dunklen Linien durchsetzt ist. Das „Weiß höherer Ordnung“ besteht nämlich aus weißem Licht, in dem von allen Farben je eine Wellenlänge ausgelöscht ist. Zwischen gekreuzten Polarisatoren tritt Auslöschung für eine bestimmte Farbe bei Phasendifferenz $n \cdot \lambda$ ein. Bei der Dicke der Gipspättchen wird der Gangunterschied der beiden im Analysator zur Interferenz kommenden Komponenten sehr groß, so daß Auslöschung für eine ganze Reihe von Wellenlängen, d. h. von Farben entsteht. Im vorliegenden Falle wird man bis zu zehn dunklen Linien im sichtbaren Spektrum vorfinden.

NEBEL.

Alfred Wenzel. Ein Spalt-Blendenapparat zur Demonstration komplementärer Farben. ZS. f. phys. Unterr. **33**, 92—94, 1920. Die Versuche von P. Hanck (ZS. f. phys. Unterr. **29**, 257, 1916) zur Demonstration der Beziehungen zwischen dem gewöhnlichen und dem komplementären Spektrum mit fester Spalte und fester Spaltblende werden bei gleichzeitig verstellbarer Spalt- und Blendenbreite wirkungsvoller. Auf einer das Nebenlicht abblendenden Bleischeibe läuft in Schienen die eine Spaltseite und darüber als Blende ein Blechscharnier, so daß mit der gemeinsamen Triebsschraube bei der Veränderung Spalt und Blende stets nahezu gleiche Breite besitzen. Dieser Apparat liefert gleichzeitig übereinander das gewöhnliche und das komplementäre Spektrum objektiv in jeder Farbenreinheit, wenn er hinter dem Kondensor der Projektionslampe durch ein Geradsichtprisma auf einem Schirm abgebildet wird. Bei zunehmender Spalt- und Blendenbreite verliert das gewöhnliche Spektrum an Reinheit, und der Sättigungsgrad der Komplementärfarben nimmt zu. Ein Prisma mit kleinem brechenden Winkel hinter dem Geradsichtspektroskop mit der Kante senkrecht zum Spalt aufgestellt, wirft das eine Spektrum auf das andere, und an der Stelle der Überlagerung entsteht ein weißes Rechteck, ein Zeichen für das Komplementärsein der beiden Spektren.

NEBEL.

Henry J. S. Sand. On the Cadmium-Vapour Arc Lamp. Phil. Mag. (6) **39**, 678—679, 1920. Weist die Kritik von Bates (Phil. Mag. März 1920) zurück, daß seine Füllungsmethode an besonderen Verunreinigungen leide und daß seine Lampen bei Erstarrung des Metalls leicht platzen. Die gegenteiligen Erfahrungen von Bates beruhen wahrscheinlich auf nicht genügend sorgfältigem Auspumpen.

BERNDT.

W. Voege. Neue Apparate zur Strahlungsmessung. Phys. ZS. **21**, 288—296, 1920.
[S. 1046.] **GERLACH.**

Richard Gans. Ein Ultrafiltrierapparat. Ann. d. Phys. (4) **62**, 327—330, 1920. Der im wesentlichen nach dem von Bechhold angegebenen Prinzip (ZS. f. Elektrochem. **12**, 777, 1906) arbeitende Ultrafiltrierapparat besteht aus einem Glas- oder vergoldeten Messingrohr von 9 cm Länge und 7 cm Durchmesser, auf das unten und oben unter Zwischenschaltung von Gummiringen ein Messingring bzw. -scheibe gepreßt wird. An entsprechende Ansätze dieser wird ein Manometer und eine (Fahrrad-)Luftpumpe angeschlossen. Der untere Ring hält ein siebartiges Metallblech mit 1 mm-Löchern zum Tragen des auf Filtrierpapier gelegten eigentlichen Filters. Dieses wird durch Übergießen einer Glasplatte mit alkoholisch-ätherischer Lösung von Schießbaumwolle hergestellt und durch Eintauchen der Glasplatte in Wasser von ihr abgelöst. Sollen durch das für Kolloide undurchlässige Filter auch kleinere Teilchen hindurchgehen, so setzt man der Lösung Eisessig zu. Die Filter sind in Wasser bei Chloroform- oder Formolzusatz haltbar. Die Durchlässigkeit der Kolloidum-Essigsäurefilter hängt von der Menge Eisessig und von der Zeit ab, die seit seinem Zusetzen verstrichen ist. Durch Löcher hervorgerufene Fehler vermeidet man durch Übereinanderlegen zweier Filter. Erprobt sind die Filter bei der Ultrafiltration kolloidaler Metallösungen zur Trennung nach der Größe der Teilchen, zum Filtrieren von Hämoglobinlösungen, Suspensionen von Eiweiß, Seren, Milch usw. und zur quantitativen Trennung von Kristalloiden von organischen Substanzen. **BERNDT.**

L. Becker. The Arithmetical Mean and the „Middle“ Value of Certain Meteorological Observations. Proc. Edinburgh **37**, 210—214, 1917. **SCHEEL.**

P. Heidke. Arithmetische Glättung von Zahlenreihen. Met. ZS. **37**, 36—37, 1920. Eine Zahlenreihe $a_1, a_2, a_3 \dots a_n$ wird nach dem Köppenschen Verfahren geglättet, indem man die neuen Reihen bildet:

$$\text{und } \begin{aligned} a'_i &= \frac{1}{4}(a_{i-1} + 2 \cdot a_i + a_{i+1}), \\ a''_i &= \frac{1}{4}(a'_{i-1} + 2 \cdot a'_i + a'_{i+1}) \\ &= \frac{1}{16}(a_{i-3} + 2 a_{i-2} + 3 a_{i-1} + 4 a_i + 3 a_{i+1} + 2 a_{i+2} + a_{i+3}). \end{aligned}$$

Dieses Verfahren kann fortgesetzt werden, wobei als Koeffizient m von a_i stets eine Potenz von 2 auftritt. Für die ersten und letzten Glieder der Reihe a versagt die Methode allerdings.

Werf. gibt ein anderes Verfahren an, das von diesem Nachteil frei ist und außerdem die Wahl des Koeffizienten m völlig frei stellt. So lautet für $m = 5$ der Ansatz:

$$a'_i = \frac{1}{25}(a_{i-4} + 2 a_{i-3} + 3 a_{i-2} + 4 a_{i-1} + 5 a_i + 4 a_{i+1} + \dots + a_{i+4}).$$

Der Grundgedanke ist der, die geglättete Zahlenreihe als arithmetische Reihe höherer Ordnung der ursprünglichen Reihe abzuleiten. Das Rechenschema ist beispielsweise für $m = 3$ das folgende:

I.	II.	III.
a_1	$a_1 = b_1$	$b_1 + b_2 + b_3 = 3 a_1 + 2 a_2 + a_3 = c_1$
a_2	$a_1 + a_2 = b_2$	$b_2 + b_3 + b_4 = 2 a_1 + 3 a_2 + 2 a_3 + a_4 = c_2$
a_3	$a_1 + a_2 + a_3 = b_2$	$b_3 + b_4 + b_5 = a_1 + 2 a_2 + 3 a_3 + 2 a_4 + a_5 = c_3$
a_4	$a_2 + a_3 + a_4 = b_3$	$b_4 + b_5 + b_6 = a_2 + 2 a_3 + 3 a_4 + 2 a_5 + a_6 = c_4$
usw.	usw.	usw.

Nun erst kommen Divisionen in Betracht. Es sind zu dividieren die Glieder c_3 bis c_{n-2} durch 9, die Glieder c_2 und c_{n-1} durch 8, die Glieder c_1 und c_n durch 6. Allgemein hat die Division zu erfolgen:

Die Glieder c_m bis c_{n-m+1} durch m^2 ,
 " " c_{m-1} und c_{n-m+2} " $m^2 - 1$,
 " " c_{m-2} " c_{n-m+3} " $m^2 - 1 - 2$,
 " " c_2 " c_{n-1} " $m^2 - 1/2(m-1)(m-2)$,
 " " c_1 " c_n " $m^2 - m/2 \cdot (m-1)$. SCHWERDT.

Gottfried Dimmer. Versuche zur Bestimmung des Längenunterschiedes eines metallenen Maßstabes in horizontaler und vertikal hängender und unterstützter Lage. Wien. Anz. 1920, 101—102. Eine kurze Notiz über ein Verfahren mit Interferenz- und Spiegel-einrichtungen, aus der Einzelheiten nicht zu entnehmen sind. BLOCK

BLOCK.

L. Barbillion et M. Dugit. L'échelle rectiligne à divisions équidistantes appliquée à la mesure et à la division des angles et les appareils de mesure à sensibilité constante. C. R. 170, 1376—1378, 1920. Bezeichnet man als Empfindlichkeit einer Meßskala das Verhältnis der zu messenden Größe (z. B. Winkel) zu der tatsächlich gemessenen (Kreisbogen), so ist sie für die Kreisbogenskala konstant. Trotz ihrer leichteren Herstellbarkeit wird die geradlinige Skala hierfür seltener verwendet (z. B. bei der Poggendorfschen Spiegelablesung), da für sie keine lineare Beziehung gilt. Damit diese erfolgt, müßte gelten: $\varrho = m \cdot a + a$ (ϱ der Skalenteil, a der Winkel, m und a Konstante). Dafür genügt eine Archimedische Spirale, deren Pol im Scheitel des Winkels liegt, wenn man die Differenz der Radien längs der Winkelseiten mißt, oder eine Kreisevolvente, wenn man die Änderung der Krümmungsradien zwischen den Schnittpunkten der Winkelseiten mit der Kurve ermittelt. Beide Kurven lassen sich mechanisch leicht ziehen. Unter Benutzung der Archimedischen Spirale wurde ein Winkelmesser mit Alhidate konstruiert, der bei einem Limbus von 20 cm Durchmesser ohne Nonius $1/10^0$ zu schätzen gestattete. Dieses Prinzip läßt sich auch bei der Mehrzahl der gebräuchlichen Meßinstrumente anwenden, besonders bei solchen mit variabilem Skalenanfang.

BERNDT,

Chr. v. Hofe. Apparat zur Prüfung der Sehleistung bei Noniuseinstellung. ZS. f. techn. Phys. 1, 85—90, 1920. Nachdem in der Einleitung kurz auf die „persönlichen Fehler“, die bei Einstellungen mit Entfernungsmessern gemacht werden, hingewiesen ist, wird ein Apparat beschrieben, mit dessen Hilfe nicht nur die Ursache dieses Fehlers untersucht werden soll, sondern auch die Sehleistung des Auges bei Noniuseinstellung geprüft werden kann. Von dem entwickelten Programm hat aus äußeren Gründen bisher nur ein sehr kleiner Teil ausgeführt werden können.

Der Beobachter betrachtet mit unbewaffnetem Auge zwei übereinanderstehende Marken verschiedener Gestalt und sucht sie mit Hilfe einer mechanischen Vorrichtung möglichst genau so aufeinander einzustellen, daß die eine die Fortsetzung der anderen bildet. Die Unterschiede der Einstellungen können in tausendstel Millimetern abgelesen werden.

Die Resultate zeigen für diese Laboratoriumsmessungen eine größere Genauigkeit, als wohl bisher für wahrscheinlich gehalten wurde. Bei der günstigsten Markenform machte der beste Beobachter nur einen durchschnittlichen Einstellfehler von $1,4''$. Bei der ungünstigsten Markenform betrug dieser Fehler auch nur bei den weniger guten Beobachtern etwas über $10''$. Auch der Einfluß des Zwischenraumes zwischen den beiden Marken auf die so bestimmte Schärfe der Breitenwahrnehmung wird untersucht.

und gefunden, daß dieser erst anfängt, ungünstig zu wirken, wenn er die von den physiologischen Optikern meistens zu 60° angegebene Grenze der Punktsehschärfe überschreitet.

CHR. v. HOFE.

R. A. Sampson. Studies in Clocks and Time-keeping: No. 1. Theory of the Maintenance of Motion. Proc. Edinburgh **38**, 75—114, 1918.

— — Studies in Clocks and Time-keeping: No. 2: Tables of the Circular Equation. Proc. Edinburgh **38**, 169—218, 1918. SCHEEL.

Rudolf Schmidt. Kilowatt oder Pferdestärke? Elektrot. Umschau **8**, 183—185, 1920. Weist darauf hin, daß die in dem Beschlusse des Normenausschusses des Zentralverbandes der Deutschen Elektrotechnischen Industrie eingeführte Unterscheidung von mechanischen und elektrischen Kilowatt nur Verwirrung schaffen kann, da es nicht Aufgabe der Einheiten ist, die Größenart zu kennzeichnen, und daß ferner die Benutzung des Kilowatt als Einheit der Leistung der Pferdestärke vorzuziehen ist, weil in jenes nicht die mit dem Orte auf der Erde veränderliche Schwerebeschleunigung eingeht. BERNDT.

Walter Gerlach. Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe. Phys. ZS. **21**, 299—300, 1920. [S. 1046.] GERLACH.

Erwin Schrödinger. Farbenmetrik. ZS. f. Phys. **1**, 459—466, 1920. [S. 1055.] K. W. F. KOHLHAUSCH.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

P. Krische. Einsteins Relativitätstheorie. Kali **14**, 207—211, 1920. SCHEEL.

Hans Reichenbach. Die Einsteinsche Raumlehre. Umschau **24**, 402—405, 1920. SCHEEL.

A. Smekal. Spezielle Relativitätstheorie und Probleme des Atomkerns. Die Naturwissenschaften **8**, 206—207, 1920. [S. 1022.] LENZ.

C. G. Darwin. The Dynamical Motions of Charged Particles. Phil. Mag. (6) **39**, 537—551, 1920. Die Bewegung einer elektrischen Ladung e_1 unter dem Einfluß irgend eines elektromagnetischen Feldes mit dem skalaren Potential Φ und dem Vektorpotential \mathfrak{U} ist bestimmt durch das Hamiltonsche Prinzip

$$\delta \int L dt = 0, \quad (1)$$

wo

$$L = mc^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}\right) - e_1 \Phi + \frac{e_1}{c} (\mathfrak{v}_1 \mathfrak{U}). \quad (2)$$

m , c , $\mathfrak{v}_1 = \mathfrak{r}_1$ bedeuten darin Ruhmasse, Lichtgeschwindigkeit und den Geschwindigkeitsvektor \mathfrak{v} der Ladung; Φ und \mathfrak{U} sind als Funktionen von Ort und Zeit gegeben zu denken. Dies haben bereits ältere theoretische Untersuchungen von Schwarzschild und Planck ergeben. Der Verfasser wendet dieses Theorem auf das Problem an, bei der Quantelung der Bewegung eines einzigen Elektrons um einen Kern gleichzeitig Massenveränderlichkeit, Mitbewegung des Kernes und Retardierung der Potentiale zu berücksichtigen. Die bisherige (Sommerfeldsche) Behandlungsweise, bei welcher der zum Quotient m/M (m =Elektron-, M =Kernmasse) proportionale Einfluß der Mitbewegung des Kernes dem zu $a^2 = (2\pi e^2/hc)^2$ proportionalen Einfluß der Massenveränderlichkeit einfach additiv hinzugefügt wird, ist nach einer Bemerkung des Verfassers wegen der Kleinheit dieser Größen praktisch vollkommen ausreichend.

Die Abweichungen von der üblichen Formel müssen nämlich offensichtlich von der Größenordnung $a^2 m/M$ sein, entziehen sich also völlig der Wahrnehmung. Dennoch ist eine strenge Rechnung von theoretischem Interesse, auch deshalb, weil bei Vorhandensein mehrerer Elektronen die Retardierung sehr wohl zu Effekten von beobachtbarer Größe Anlaß geben kann. Sind e_2 , \mathbf{r}_2 , $\mathbf{v}_2 = \dot{\mathbf{r}}_2$ Ladung, Koordinaten- und Geschwindigkeitsvektor des Kernes, r der Abstand des Elektrons von demselben, so wäre in (2) zunächst einzusetzen

$$\Phi = \frac{e_2}{r + \frac{(\dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{c}} \Big|_{\text{ret.}}, \quad \mathfrak{A} = \frac{1}{c} \frac{e_2 \dot{\mathbf{r}}_2}{r + \frac{(\dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{c}} \Big|_{\text{ret.}}$$

Durch Reihenentwickelung nach der kleinen Relaxationszeit ersetzt der Verfasser diese Ausdrücke durch solche, die sich auf den gleichzeitigen Bewegungszustand beider Ladungen beziehen. Dabei werden die Glieder von höherer als zweiter Ordnung in v/c und die Glieder, welche höhere als zweite Differentialquotienten der Koordinaten enthalten, vernachlässigt. Unter diesen weggelassenen Gliedern befindet sich auch das Dämpfungsglied. Es wird dann

$$\Phi = \frac{e_2}{r} + \frac{e_2}{2c^2} \left\{ \frac{\dot{\mathbf{r}}_2^2 + (\dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{r} - \frac{(\dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2}{r^3} \right\}, \quad \mathfrak{A} = \frac{e_2 \dot{\mathbf{r}}_2}{cr}.$$

Nun macht der Verfasser von der Bemerkung Gebrauch, daß (1) richtig bleibt, wenn man zu L ein totales Differential nach der Zeit hinzufügt. Durch Addieren von $\frac{d}{dt} \frac{e_1 e_2}{2c^2} \frac{(\dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{r}$ zur Lagrangeschen Funktion läßt sich diese auf die Form bringen

$$L = mc^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\dot{\mathbf{r}}_2^2}{c^2}} \right) + Mc^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\dot{\mathbf{r}}_1^2}{c^2}} \right) - \frac{e_1 e_2}{r} + \frac{e_1 e_2}{2c^2} \left\{ \frac{(\dot{\mathbf{r}}_1, \dot{\mathbf{r}}_2)}{r} + \frac{(\dot{\mathbf{r}}_1, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)(\dot{\mathbf{r}}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{r^3} \right\}.$$

Wegen der Symmetrie dieses Ausdruckes in (1) und (2) können jetzt bei der Variation (1) die Koordinaten beider Ladungen als unabhängige Variable betrachtet werden. Die Integration der zugehörigen Bewegungsgleichungen bietet nun keine besonderen Schwierigkeiten mehr. Bedeutet Θ den Winkel der Verbindungslinie von Kern und Elektron mit einer raumfesten Richtung und setzt man jetzt $e_1 = e$, $e_2 = Ze$, so nehmen Momenten- und Energieintegral die Form an

$$\frac{Mm}{M+m} r^2 \dot{\Theta} \left\{ 1 + \frac{1}{2c^2} \frac{M^2 - Mm + m^2}{(M+m)^2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\Theta}^2) + \frac{Ze^2}{c^2(M+m)} \cdot \frac{1}{r} \right\} = p,$$

$$\frac{1}{2} \frac{Mm}{M+m} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\Theta}^2) + \frac{3}{8c^2} \frac{Mm(M^2 - Mm + m^2)}{(M+m)^3} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\Theta}^2)^2 - \frac{Ze^2}{r} + \frac{Ze^2}{2c^3(M+m)^2} \frac{2\dot{r}^2 + r^2 \dot{\Theta}^2}{r} = -W$$

und die Energie wird folgende Funktion der Quantenzahlen n, n' :

$$W = \frac{\hbar Z^2 R_\infty}{1+\mu} \cdot \frac{1}{(n+n')^2} \left\{ 1 + \frac{a^2 Z^2}{(n+n')^2} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \frac{\mu}{(1+\mu)^2} + \frac{n'}{n} \right] \right\}.$$

(R_∞ = Rydbergfrequenz bei unendlich schwerem Kern, $\mu = m/M$.) Diese Formel unterscheidet sich von der üblichen nur durch den Term $\frac{1}{4} \frac{\mu}{(1+\mu)^2}$ in der letzten Klammer. Er bewirkt bloß eine sehr kleine Absolutverschiebung der Linien gleicher Quantensumme, die Feinstruktur läßt er unberührt.

W. PAULI jr.

G. Nordström. Note on the circumstance that an electric charge moving in accordance with quantum-conditions does not radiate. Proc. Amsterdam **22**, 145—149, 1919. Bekanntlich ist

$$\varphi = \int \frac{\varrho dV}{4\pi r} \Bigg|_{t-\frac{r}{c}}, \quad \mathfrak{A} = \int \frac{\varrho \frac{v}{c} dV}{4\pi r} \Bigg|_{t-\frac{r}{c}} \quad (1)$$

(ϱ = elektrische Ladungsdichte) nicht die einzige Lösung der Differentialgleichungen

$$\frac{1}{c^2} \ddot{\varphi} - \Delta \varphi = \varrho, \quad \frac{1}{c^2} \ddot{\mathfrak{A}} - \Delta \mathfrak{A} = \varrho \frac{v}{c} \quad (2)$$

für die elektromagnetischen Potentiale φ , \mathfrak{A} bei gegebener Lage und Bewegung der elektrischen Ladungen. Neben der Lösung (1) durch retardierte Potentiale existiert vielmehr noch die Lösung

$$\varphi = \int \frac{\varrho dV}{4\pi r} \Bigg|_{t+\frac{r}{c}}, \quad \mathfrak{A} = \int \frac{\varrho \frac{v}{c} dV}{4\pi r} \Bigg|_{t+\frac{r}{c}} \quad (3)$$

durch vorauselnde Potentiale. Der Verfasser legt sich deshalb die Frage vor, ob es zu einer periodischen Bewegung eines Elektrons eine Lösung von (2) gibt, der keine Ausstrahlung entspricht. Er findet, daß man in diesem Fall eine solche Lösung erhält, wenn man die Potentialfelder (1) und (3) addiert. Damit (2) erfüllt bleibt, muß noch durch 2 dividiert werden. Der Verfasser bemerkt jedoch weiter, daß die Energiedichte des so erhaltenen Feldes in großen Entfernungen r bloß mit $1/r^2$ abnimmt, so daß die Gesamtenergie des Feldes unendlich wird. Er kommt deshalb zu dem Schluß, daß die Schwierigkeit des Fehlens der Ausstrahlung in den stationären Quantenbahnen auf diese Weise nicht beseitigt werden kann. W. PAULI jr.

E. Warburg. Quantentheoretische Grundlagen der Photochemie. ZS. f. Elektrochem. **26**, 54—59, 1920. Die Ergebnisse der bekannten photochemischen Arbeiten des Verf. werden unter quantentheoretischem Gesichtspunkt zusammengefaßt. Auf Grund dieser Ergebnisse wird von Einsteins photochemischem Äquivalentgesetz aufrecht erhalten die Annahme, daß Strahlung der Frequenz v in Quanten $h\nu$ absorbiert wird; jedoch muß Einsteins zweite Annahme, daß bei jedem derartigen Absorptionsakt eine Zerspaltung bzw. Umlagerung der „lichtelektrisch beanspruchten“ Moleköl stattfinde, fallen gelassen werden. Die Zahl der nach Einsteins Gesetz zu erwartenden Molekölspaltungen, die gleich dem Verhältnis von absorbiertener Energie : $h\nu$ sein müßte, wird zumeist wesentlich unterschritten. Während die ebenfalls (an HBr und HJ) beobachteten Überschreitungen durch die Aufdeckung von Nebenreaktionen erklärt werden konnten, gibt der Verf. als Gründe für die Unterschreitungen je nach Umständen die folgenden an: 1. Das absorbierte Quantum $h\nu$ ist kleiner als die Zersetzungarbeit des einzelnen Moleköl; 2. während des Absorptionsaktes wird Energie abgegeben; 3. die chemische Umwandlung geht überhaupt erst als Sekundärprozeß vor sich. LENZ.

T. Heurlinger. Über Atomschwingungen und Molekölspattra. ZS. f. Phys. **1**, 82—91, 1920. Unter konsequenter Anwendung unserer Quantenvorstellungen und insbesondere des Bohrschen Analogieprinzips auf die Schwingungen der Atome im Molekölverband lassen sich eine Reihe von Aussagen machen über die Spattra der Moleküle. In den vorerst zu besprechenden Teilen I und III wird von der Molekölrotation ganz abgesehen. Die Bindung der Atome wird naturgemäß als nicht rein quasielastisch angenommen und entsprechend der Energieansatz für den Oszillator nach höheren Potenzen der Quantenzahl erweitert. Gemäß Analogieprinzip sind dann auch höhere Quantensprünge mit entsprechender Intensitätsabstufung zuzulassen, wie schon von

Bohr hervorgehoben. Die hieraus sich ergebenden Schwingungsspektren werden entwickelt (I). Die Anwendung auf die kurzweligen Bandenspektren liefert das Bandkantengesetz in einer dem Kombinationsprinzip entsprechenden Form, wie sie übrigens auch neuerdings von Deslandres aufgestellt wurde. Betrachtungen über die Größe der anzunehmenden Quantensprünge und numerische Daten für die Koeffizienten der Kantenformel sämtlicher Bandengruppen des Stickstoffs ergänzen das so gewonnene Bild der Bandenstruktur. In Teil II wird der Einfachheit halber die Atomschwingung quasielastisch genommen und das Spektrum eines zugleich schwingenden und rotierenden Moleküls in Strenge quantentheoretisch berechnet. Es ergibt sich eine, wenn auch ziemlich kleine, Abweichung von dem einfachen Bjerrumschen Ausdruck für die Rotations-Schwingungsbande. LENZ.

H. Deslandres. Remarques sur la constitution de l'atome et les propriétés des spectres de bandes. C. R. 169, 745—752, 1919. Berichtigung 169, 1435, 1919. [S. 1047.] LENZ.

Ragnar Holm. Über die Benutzung der Wahrscheinlichkeitstheorie für Telephonverkehrsprobleme. Arch. f. Elektrot. 8, 413—440, 1920. Häufige Zählung der Telephon Gespräche, die gleichzeitig durch eine Zentrale laufen, liefert eine statistische Reihe, auf die sich Gesetze der Wahrscheinlichkeitsrechnung anwenden lassen. Für die Wahrscheinlichkeit W_x , daß x Rufe auf ein Zeitelement von der Länge eines mittleren Gespräches fallen oder, was dasselbe ist, daß in einem Zeitpunkt x Gespräche gleichzeitig vorkommen, wird das normale Dispersionsgesetz der kleinen Zahlen (Poissonsche Formel) angenommen. Setzt man dann voraus, was bei automatisch arbeitenden Zentralen häufig verwirklicht ist, daß bei einem Anrufe die vermittelnden Wählerkontakte der Reihe nach abgesucht werden und der erste freie in Tätigkeit tritt, so ergibt sich aus W_x die Wahrscheinlichkeit p_x , daß in einem herausgegriffenen Zeitpunkt der höchstnumerierte tätige Wählerkontakt der x te sei. Hieraus folgt weiter — das Hauptziel der Arbeit — die „Belegungswahrscheinlichkeit“ des Wählerkontakte x , das ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei durchschnittlich y gleichzeitigen Gesprächen der Wählerkontakt x besetzt sei. Die Behandlung ähnlicher Probleme schließt sich an.

Mathematisch exakt sind die gegebenen Formeln meist nicht. Sie stellen aber vorliegendes statistisches Material genügend genau dar und können beim Neubau von Ämtern zugrunde gelegt werden. Zum Beispiel beantwortet die Theorie die praktisch wichtige Frage, wie viele Wählerkontakte mindestens vorhanden sein müssen, damit die Wahrscheinlichkeit, alle besetzt zu finden („Verlustwahrscheinlichkeit“), einen vorgeschriebenen kleinen Wert nicht übersteige. BUCHWALD.

Moritz Schlick. Naturphilosophische Betrachtungen über das Kausalprinzip. Die Naturwissenschaften 8, 461—474, 1920. Schlick versucht in dieser Arbeit, dem Kausalgesetz eine strenge Formulierung zu geben. Er sieht das Wesentliche dieses Gesetzes darin, daß es den Zusammenhang aller einzelnen Naturvorgänge mit anderen vorschreibt. Ist ein bestimmtes Raumgebiet gegeben, so brauchen wir nur den Zustand innerhalb dieses Gebietes zu einer einzigen Zeit und den Zustand der Grenzfläche des Gebietes während der fort dauernden Zeit zu kennen, um den Zustand im Innern des Gebietes zu jeder Zeit zu bestimmen. Schlick untersucht sodann die Frage der individuellen Kausalität. Er versteht darunter eine solche Kausalgesetzmäßigkeit, bei der gleiche Ursachen an verschiedenen Raumzeitpunkten verschiedene Wirkungen hervorbringen, bei der also die Koordinaten explizit in den Gleichungen auftreten. Er meint, in diesem Zustand wäre alles Geschehen chaotisch, und es wäre unmöglich, Naturgesetze aufzufinden. Eine solche Welt würde sich nach Schlick

nicht unterscheiden von einer Welt, in der alles Geschehen aus bloßem Zufall erfolgte. Raum und Zeit wären dann physikalische Dinge und nicht nur leere Schemata. Damit also Kausalität existiert, muß die Relativität von Raum und Zeit vorausgesetzt werden. Infolgedessen kann man nur sagen, daß die Relativitätstheorie für den Kausalbegriff notwendig ist. Es ist irrtümlich, einen Widerspruch dieser Theorie mit der Kausalität zu behaupten. — Schlick untersucht sodann die Frage nach der Kausalität der Eigenschaften; er sieht eine Erklärung von Eigenschaften erst dann zustande gebracht, wenn sie auf Vorgänge zurückgeführt sind. Eine große Eigentümlichkeit ist es, daß sich die Kausalität nur in der einen Richtung des vierdimensionalen Raumzeit-Kontinuums, in der Zeitrichtung, erstreckt. Denkbar sind auch Gesetze, die sich in anderen Richtungen erstrecken, aber man kann nicht sagen, daß solche bisher definitiv festgestellt sind.

REICHENBACH.

3. Mechanik.

Peder Pedersen. Die Erweiterung der Lagrangeschen Dreieckslösungen im allgemeinen Dreikörperproblem. Mit Zusatz von E. Strömgren. Astron. Nachr. **211**, 33—44, 1920. SCHEEL.

Jules Drach. Sur le mouvement de l'axe d'un solide homogène pesant de révolution qui a un point fixe sur cet axe. C. R. **170**, 1156—1159, 1920. SCHEEL.

John Dougall. An Analytical Theory of the Equilibrium of an Isotropic Elastic Rod of Circular Section. Trans. Edinburgh **49**, 895—978, 1914. SCHEEL.

L. C. Jackson. Variably Coupled Vibrations: Gravity-Elastic Combinations, Masses and Periods equal. Phil. Mag. (6) **39**, 294—304, 1920. Die Abhandlung ist eine Fortsetzung der Untersuchungen von Prof. Barton und Miss Browning (Phil. Mag. **34**, 246; **35**, 62; **36**, 36) über gekoppelte Schwingungen.

Der Beobachtungsapparat besteht aus einem elastischen Stab und einem Fadenpendel. Der Stab ist mit dem unteren Ende festgeklemmt und trägt auf seiner Spitze eine Masse N , seine Schwingungszahl ist bei freien Eigenschwingungen $= n$. Das Fadenpendel trägt einen Pendelkörper von der Masse M und hat bei freien Eigenschwingungen die Schwingungszahl m , es ist an einem längs des Stabes verschiebbaren Haken aufgehängt; a ist das veränderliche Verhältnis, in welchem die Stablänge durch den Haken geteilt wird. Der Pendelkörper M enthält eine elektrische Einrichtung, durch welche seine Bewegung auf einer zu ihr senkrecht verschobenen photographischen Platte aufgezeichnet wird. Vorläufig wird die Untersuchung auf den Fall, daß $M = N$ und $m = n$ ist, beschränkt.

Die 32 photographischen Aufnahmen zeigen, daß die Bewegung von M aus zwei verschiedenen Schwingungen mit den Schwingungszahlen p und q zusammengesetzt ist, und lassen die Werte des Verhältnisses p/q für verschiedene Werte von a und verschiedene Anfangszustände (Erteilung einer Anfangsgeschwindigkeit an N oder anfängliche Ablenkung von N oder M) erkennen. Die beobachteten Werte von p/q stimmen mit den für denselben Fall berechneten gut überein. Die Versuche können mit den gekoppelten elektrischen Schwingungen in Leitern von gleicher Induktanz und Schwingungszahl verglichen werden und dienen somit zur Veranschaulichung elektrischer Vorgänge.

LÜBECK.

O. Martienssen. Der Kreiselkompaß im Schachtbau. Vortrag. Elektrot. ZS. 41, 462—466, 1920. Die Entstehung der Kohle- und Kalilager erklärt, daß die Schächte zu deren Abbau durch wasserhaltige, halbplastische Schichten getrieben werden müssen. Diese werden durch „Frostmauern“ befestigt. Beim Niederbringen der Gefrierschächte erhält man aber große Abweichungen von der Senkrechten, so daß die „Gefrierkreise“ sich nicht mehr überlappen. Der Bohrlochneigungsmesser gestattet diese Abweichungen festzustellen, worauf neue Bohrlöcher niedergebracht oder die vorhandenen durch abgeschrägte Futterrohre „gerichtet“ werden. Er besteht aus einer „Meßbuchse“ mit zwei Neigungsmessern in zwei zueinander senkrechten Ebenen, die mit einem einfachen Meridiankreiselkompaß durch eine Nachdrehvorrichtung (Kontaktpelze, Wendemotor) in die Nord-Süd- bzw. Ost-West-Ebene gedreht werden. Läßt man das Gerät an einem Drahtseilkabel, das mit Jute umspunnen ist und auch die Stromleitungen für den Drehstrommotor des Kreisels, für den Wendemotor und für die Messung trägt, in das Bohrloch herab und macht alle 2 m eine Ablesung, indem man die Neigungsmesserhebel mit je einem Elektromagneten auf ein bewegtes Schreibband drücken läßt, so ergibt Zusammenfügen der Ausschläge (mm), da die Schreibhebel 200 mm lang sind, die Versetzung des Bohrloches in cm. Zu der Einrichtung gehört ein Meßwagen mit Kabelwinde, Schalttafel usw. In der Aussprache zu dem Vortrage (ebenda S. 475) macht u. a. Kloss Angaben über die günstigste Nutenzahl und Schlitzbreite für Kreisel-Asynchronmotoren.

EVERLING.

Ernest G. Ritchie. The Torsional Vibration of Beams of Commercial Section. Proc. Edinburgh 36, 32—43, 1916. Die Formel $\theta = T \cdot L / (C \cdot J)$ für die Verdrehung θ eines Stabes der Länge L durch das Drehmoment T (in welcher noch C den Torsionsmodul und J das polare Trägheitsmoment des Querschnittes bedeuten) gilt nur für den Kreisquerschnitt, während bei anderen für J besondere Werte benutzt werden müssen, wie sie von de St. Venant für rechteckige und aus Rechtecken zusammengesetzte Querschnitte berechnet sind. Nach Versuchen besitzt der Doppel-T- und der U-Querschnitt gegenüber Drehmomenten nur sehr geringen Widerstand, der bei einem $8 \times 5"$ Doppel-T-Träger nur 1 Proz. des theoretisch berechneten Wertes beträgt. Die an diesen gefundenen Ergebnisse lassen sich durch die empirische Formel $J = A^n/m$ (A der Flächeninhalt) darstellen, wobei m und n von der Art des Querschnittes abhängen und für die meist gebräuchlichen folgende Werte haben:

	I	U	T	L
n	2,00	2,30	2,30	2,30
m	60	40	25	18

Die Frequenz der Torsionsschwingungen läßt sich daraus berechnen, daß man die potentielle Energie an der Stelle äußerster Verdrehung gleich der kinetischen beim Passieren der Ruhelage setzt. Bei einem unbelasteten Stabe ist sie so hoch, daß für die Praxis niemals eine Resonanzgefahr vorliegt; diese kann dagegen beim belasteten Stabe eintreten, der deshalb ausführlich behandelt wird. Dabei wird zunächst vorausgesetzt, daß das Massenträgheitsmoment des Stabes gegenüber dem der Last zu vernachlässigen ist.

Ist der Stab an einem Ende festgespannt, am anderen dagegen frei und hier durch eine exzentrisch angreifende Einzellast beansprucht, so wird die Torsionsfrequenz $n = 1/(2\pi) \sqrt{C \cdot J / (I \cdot L)}$, wo I das Trägheitsmoment der Last in bezug auf die Drehachse ist. Bei einem an beiden Enden festen und in der Mitte belasteten Stabe ist die Frequenz doppelt so groß. Greift die Last im Abstand a von dem einen Ende an, so ist im letzten Falle I zu ersetzen durch $I \cdot a/L$.

Falls das Massenträgheitsmoment des Stabes nicht vernachlässigt werden kann, aber noch klein ist gegenüber der Last, so wird die Annahme gemacht, daß der Drehwinkel proportional der Entfernung vom festen Ende ist. Es ergibt sich, daß dann nur in den früheren Formeln das Trägheitsmoment I der Last um $\frac{1}{3}$ erhöht werden muß. Falls aber jenes Trägheitsmoment von gleicher Größenordnung ist, wie das der Last, so ist selbst die Lösung für den Kreisquerschnitt nur schwierig zu erhalten und für die vorhin erwähnten vier Querschnitte von Walzfabrikaten nicht möglich.

Wird ein beiderseits festgespannter Stab (unter den anfangs benutzten Voraussetzungen) in zwei Punkten belastet, so hängen die Schwingungen von den Trägheitsmomenten der Lasten und ihren Entfernungen l' und l'' von den festen Enden ab. Die Lage des Knotens zwischen ihren Angriffspunkten ergibt sich aus der Bedingung, daß die Frequenzen in beiden einander gleich sein müssen. Sein Abstand a von dem einen Angriffspunkt bestimmt sich aus $I' \cdot a \cdot l' / (a + l') = I'' \cdot l'' \cdot (l''' - a) / (l''' + l'' - a)$ [wo $l''' = L - (l' + l'')$ ist] und es wird die Frequenz

$$n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C \cdot J}{I' \frac{a}{a + l'} \cdot l'}}.$$

Da die erste Gleichung zwei Lösungen hat, so können zwei verschiedene Frequenzen auftreten. Mit wachsender Zahl von Einzelkräften werden die Lösungen immer komplexer. Die Wirkung einer gleichförmig verteilten statisch wirkenden Last ist dieselbe, wie die einer Last von der halben Größe, welche mit derselben Exzentrizität am freien Ende angreift.

Besitzt der Stab nicht gleichförmigen Querschnitt, sondern haben die einzelnen Teile die Längen $l', l'' \dots$ und die Trägheitsmomente $J', J'' \dots$, so ist in den Gleichungen L/J zu ersetzen durch $\Sigma l/J$.

Zur Bestätigung der abgeleiteten Formeln wurden Versuche an zwei exzentrisch belasteten Doppel-T-Trägern mit einem freien Ende ausgeführt; sie ergaben eine ziemlich gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung. BERNDT.

W. E. Ruder. Detecting Defects in Metals with the X-Rays. The Iron Age 105, 1027—1028, 1920. Mit dem Fluoreszenzschirm lassen sich nur Metalle von 0,01 bis 0,02" Dicke untersuchen, was für die Praxis ohne Bedeutung ist, deshalb kommt hierfür nur die Photographie in Frage. Mit den besten zurzeit auf dem Markt befindlichen Apparaten ist man auf eine 10" (10⁵ Volt) Funkenstrecke beschränkt. Diese erfordert zur Photographie eines 2" dicken Eisens 3 Stunden bei 5 Amp., welche Dicke die gegenwärtig praktisch nicht zu überschreitende Grenze bedeutet. Im Versuchslaboratorium kann man mit Spezialapparaten auch noch etwas größere Dicken bewältigen. Immer können aber durch Röntgenstrahlenaufnahmen nur Fehlstellen nachgewiesen werden, die auch mit unbewaffnetem Auge zu entdecken wären. Ferner müssen sie der Dicke des Stückes entsprechend größer sein, besonders wenn sie weiter von der photographischen Platte abliegen, da sich dann die Wirkung der zerstreuten Strahlung überlagert. Deshalb sind auch Fehler in Schmiedeeisen schwieriger aufzufinden als in Gußstücken, da es sich bei jenem meist um Haarrisse handelt. Durch Versuche wurde festgestellt, daß sich bei 32 mm dicken Stahlplatten Lufteinschlüsse von 0,5 mm und bei 15,5 mm starken noch solche von 0,2 mm unter den günstigsten Bedingungen gerade noch nachweisen ließen. BERNDT.

Ch. Frémont. Genèse des fissurations de certains essieux. C. R. 170, 1161—1164, 1920. Durch die fortwährenden Stöße erfolgt bei einer Radachse bei Überschreitung der Elastizitätsgrenze Kaltbearbeitung, die schließlich zur Entstehung kreisförmiger

Anrisse führt. Bei einer feststehenden Achse treten sie an der Stoß- und an der gegenüberliegenden Seite auf, wo das Material anscheinend nur auf Druck beansprucht ist; infolge der elastischen Schwingungen treten aber auch hier Zugbeanspruchungen auf, die zwar bei schwächeren Stößen unschädlich sind, bei stärkeren aber, bei welchen wieder die Elastizitätsgrenze überschritten wird, schließlich doch zum Bruch führen, namentlich noch bei Gegenwart nicht metallischer Einschlüsse. Diese elastischen Schwingungen treiben auch das Öl aus den Anrisse heraus und machen sie dadurch sichtbar. Zur Abhilfe soll man die festen Achsen nicht mit möglichst großer Steifigkeit, sondern in der Form eines Körpers gleicher Festigkeit ausführen, welcher ein Maximum elastischer Deformationen zuläßt.

BERNDT.

Omori. Vibration of Reinforced Concrete Chimneys. Bull. of the Imperial Earthquake Investigation Committee. Tokyo 1918. IX. u. 29 S. u. 6 Figurentafeln. Der Verf. untersucht das Verhalten von drei Schornsteinen bei mäßigen bis starken Winden. Den größten Raum der Abhandlung nimmt die Untersuchung ein, die sich auf den 567 engl. Fuß hohen Eisenbetonschornstein der Bergbaugesellschaft Kuhara in Saganozaki, den größten der Welt, bezieht; gleichzeitig sollten Erfahrungen für den Bau eines 1000 engl. Fuß hohen Schornsteines gesammelt werden. Unter dem Einfluß des Windes führt der Schornstein Schwankungen aus, solche, die quer, als auch solche, die parallel zur Windrichtung sind.

Die mit einem seismographenähnlichen Instrument an fünf Tagen ausgeführten Beobachtungen ergaben, daß die Schwankungen quer zur Windrichtung größer sind, als die parallel zur Windrichtung. Die Beobachtungen wurden in Dezembertagen bei Windgeschwindigkeiten von 1, 2, 4, 5, 6, 7, 22 und 35 m/sec ausgeführt. In beiden Richtungen ist die Periode einer Schwankung der Esse rund $2\frac{1}{2}$ sec. Die Schwankungen treten in Form von Schwebungen auf, hervorgerufen wohl auch durch die wechselnde Windstärke und -richtung; der Wechsel letzterer hat wohl auch das stärkere Hervortreten der Querschwankungen zur Folge. Da nicht angegeben ist, ob das Instrument gedämpft war, ist es unentschieden, ob die genannten registrierten Schwebungen nicht vielleicht hauptsächlich dem Instrument, das auf der Spitze der Esse in einem Kasten, gegen Windeinfluß geschützt, aufgestellt war, zuzuschreiben sind. Aus dem gleichen Grunde geben die Abmessungen der Schwankungsausschläge des Schornsteins — bei 35 m/sec 20 im Max. = 186 mm quer und = 20 mm parallel zur Windrichtung — wohl nur die Größenordnung an. Nach Omori kann auch das Vorhandensein des Rauchfanges, dessen Achse bei den angestellten Versuchen aber mit der Richtung des Windes zusammenfiel, zum Teil schuld daran sein, daß die Querschwankungen größer waren als die Parallelschwankungen. Da die Größe des Rauchfanges die seismische Stabilität des Schornsteines beeinflußt, so müssen doch noch mehr Beobachtungen bei verschiedenen Windrichtungen unternommen werden.

Die beiden anderen Schornsteine hatten je eine Höhe von 100 engl. Fuß und waren gleichfalls aus Eisenbeton hergestellt. Bei diesen Untersuchungen betrugen die maximalen Windgeschwindigkeiten 5 bis 6 m/sec. In beiden Fällen betrug die Periode der Essenschwankung 0,8 sec. Da die Beobachtungen nicht zahlreich genug sind, läßt sich über die Größe der Schwankungen nichts Bestimmtes sagen. Die Perioden der Schwankungen der kleineren Schornsteine (100 bis 200 engl. Fuß) liegen in der Nähe der bei zerstörenden Erdbeben auftretenden Perioden; in solchen Fällen soll nach Omori der Schwerpunkt der Esse möglichst tief unten liegen, auch ist der untere Teil der Esse möglichst widerstandsfähig herzustellen. Bei Schornsteinen, die 500 bis 600 engl. Fuß hoch sind, ist die Periode der Schwankungen größer als die bei zerstörenden Erdbeben auftretenden Perioden der Bodenbewegungen. Die Gefahr der

Resonanz ist nun nicht mehr so groß (Ref.). Nach Omori muß die Schwerpunkts-höhe des ganzen Essenbaues gleich einem Viertel der Höhe der Esse sein. Bei Wiederholungen solcher wichtigen Untersuchungen wären Beobachtungen der Bewegungen in verschiedenen Höhen des Schornsteines zu empfehlen, und statt der Messungen der Windgeschwindigkeiten solche des Winddruckes vorzunehmen, ebenfalls in verschiedenen Höhen, an der Luv- und Leeseite der Esse. Ob Modellversuche auf entsprechend gebauten Schüttlerplatten zweckentsprechend sind, muß sich durch einen Versuch ergeben. Ähnliche Beobachtungen wie oben lassen sich auch an Kirch-türmen vornehmen, nur ist hier die Diskussion der Messungen schwieriger. MAINKA.

Pierre Humbert. *Les calculs de G. H. Darwin sur la stabilité de la figure piriforme.* C. R. 170, 38—40, 1920. Die Frage der Stabilität dieser Gleichgewichtsfigur einer rotierenden Flüssigkeit wird von Darwin bejaht, von Liapunow verneint. Verf. prüft sie nach und kommt zu folgenden Ergebnissen: Die Zahlen von Darwin und einer anschließenden Arbeit von Benes sind insgesamt sicherlich zuverlässig. Indessen ist die von ihm benutzte Reihenentwicklung zu früh abgebrochen. Die Einzelglieder nehmen nicht gleichmäßig ab, so daß das zwölftes größer ist als das vorhergehende, bei dem er aufgehört hat, und obwohl ihre Gesamtsumme noch positiv ist, so sind doch die vernachlässigten Glieder nicht ohne Einfluß auf das Ergebnis. Hieraus kann also nicht auf die Stabilität geschlossen werden. Es ist außerdem nicht möglich, die Verhältnisse, die bei den Ellipsoiden nach Mac Laurin und Jacobi bestehen, durch einen Vergleich auf den vorliegenden Fall zu übertragen. Seine Schlußweise ist in diesem Falle unzulässig. Offenbar sind die Ergebnisse von Liapunow zutreffend und die richtig angewandte Methode von Poincaré führt sicherlich zu den Ergebnissen von diesen, und zu dem Nachweis, daß die Gleichgewichtsfigur instabil ist.

BLOCK.

I. Levy. *On the Resistance experienced by a Body moving in a Fluid.* Proc. Edinburgh 35, 95—109, 1915. SCHEEL.

Henri Villat. *Sur certains mouvements cycliques avec ou sans tourbillons.* C. R. 70, 449—451, 1920. LAUMANN.

Ernst Rie. Einfluß der Oberflächenspannung auf Schmelzen und Gefrieren. Wien. Anz. 1920, 137—139. Unter Bezug auf eine Arbeit von Pawlow (ZS. f. phys. Chem. 5, 1, 1919) gibt Verf. einen Ausdruck für die Abhängigkeit des Schmelzpunktes T_k kleiner Kristallkörner von der Oberflächenspannung S_{23} (freie Energie der Oberflächen-einheit) in der Form

$$T_k - T_0 = -T_0 \cdot \frac{2 S_{23}}{s_3 \cdot r \cdot q},$$

worin T_0 der Grenzschmelzpunkt (ohne Berücksichtigung der Oberflächenenergie), s_3 das spez. Gew. der festen Phase, r der Radius des kugelförmig gedachten Kristall-körner und q seine Schmelzwärme bezeichnet. Diese auf rein thermodynamischem Wege aus der Gibbschen Gleichgewichtsbedingung abgeleitete Gleichung, die auch in sinngemäßer Abänderung für einen Tropfen im Innern eines Kristalls gilt, gibt andere Resultate, als sie von Pawlow erhalten worden sind. Welche der Bedingungen

$$S_{13} \gtrless S_{12} + S_{23}$$

gültig ist, läßt sich aus noch anzustellenden Beobachtungen über das Schmelzen von Kristallen ermitteln. Wahrscheinlich sind die meisten amorphen Körper besonders fein kristallinisch mit Korngrößen $< 10^{-5}$ cm und das Fehlen eines definierten Schmelz-punktes auf den Einfluß der Oberflächenspannungen zurückzuführen. H. R. SCHULZ.

Ludwig Berényi. Prüfung der Polányischen Theorie der Adsorption. ZS. f. phys. Chem. **94**, 628—662, 1920. Polányi hat seine Adsorptionstheorie (Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 1012, 1914 u. **18**, 55, 1916) nur an den Titoffschen Messungen über Adsorption von CO_2 an Kohle geprüft, wobei er die van der Waalsche Zustandsgleichung als für CO_2 gültig annahm. Da diese Zustandsgleichung jedoch nicht streng gilt, benutzt Verf. statt ihrer die empirischen Druck-Dichte-Tabellen von Amagat. Zugleich zieht er die Adsorptionsmessungen anderer Autoren für CO_2 heran und weiter das gesamte neuere Versuchsmaterial über Gasadsorption (C_2H_4 , CO , CH_4N_2 , Ar , NH_3 , sämtlich an Kokosnusskohle). Die Polányische Rechenmethode ist hier etwas abgeändert und derart erweitert, daß die Verteilung des Adsorptionspotentials im Adsorptionsraum auch aus Isothermen oberhalb der kritischen Temperatur (bis etwa $1,6 T_k$) berechnet werden kann. Im großen und ganzen werden die Adsorptionsisothermen durch die Polányische Theorie gut dargestellt. Einige stärker herausfallende Werte können nur auf groben Versuchsfehlern beruhen. Zum Schluß wird die Theorie auch an der Adsorption von CO_2 , SO_2 und NH_3 an SiO_2 -Gelen geprüft. Obwohl diese — streng genommen — außerhalb des Rahmens der untersuchten Theorie fallen (die ja nur für feste Adsorbenzien aufgestellt ist), ergibt sich hier, daß die Theorie auch auf diese Adsorption an den sogenannten irreversiblen (nicht quellbaren) Gelen anwendbar ist.

SCHÄMES.

H. Kost. Bemerkung zu der „schallempfindlichen Flamme“ von Heinrich Mache. Phys. ZS. **21**, 223, 1920. Schall- und geräuschempfindliche Bunsenbrenner werden in ihrer Empfindlichkeit gesteigert durch Verringerung des Durchmessers des Brennrohres bis etwa 3 mm, durch Luftzutritt von der Bodenplatte aus, anstatt an der Seite und durch Wahl einer passenden Düse.

H. KOST.

Charles Davison. The Sound-Waves and other Air-Waves of the East London Explosion of January 19, 1917. Proc. Edinburgh **38**, 115—129, 1918. An der Hand eines außerordentlich umfangreichen, vom Verf. gesammelten Materials (725 Berichte von 533 Orten) wird ausführlich über die Schallerscheinungen berichtet, die bei der großen Explosion in London am 19. Januar 1917 auftraten. Es ergeben sich zwei durch eine 51 bis 79 km breite, tote Zone getrennte Hörbarkeitsbereiche. Die innere, halbmondförmige Zone umfaßt 8777 qkm, die nördlich davon liegende äußere Zone 12 945 qkm. Die größte Entfernung, in der die Explosion gehört wurde, beträgt 234 km. Aus südlicher Richtung liegen nur einzelne Beobachtungen aus Nordfrankreich vor. Bezüglich der Schallintensität ergeben sich aus den Berichten in der inneren Zone deutlich drei Bereiche, in denen der Schall „sehr laut“, „mäßig laut“ und „schwach“ gehört wurde, während in der äußeren Zone nur die Bereiche „mäßig laut“ und „schwach“ zu unterscheiden sind. Der Schall lag an der unteren Grenze der Hörbarkeit. In der inneren Zone war im allgemeinen nur ein Schalleindruck bemerkbar, in der äußeren wurden zwei bis vier kurz aufeinanderfolgende beobachtet, was auf verschiedene Schallwege hindeutet. Unhörbare Luftwellen machten sich an zahlreichen Orten durch Erschütterungen (Fenster u. dgl.) und durch starke Beunruhigung von Vögeln (Fasanen) bemerkbar. An Orten der inneren Zone trafen die Schallwellen früher ein als die unhörbaren Luftwellen, während in der äußeren Zone die umgekehrte Reihenfolge beobachtet wurde. Da außerdem die Intensität der Schallwellen schneller mit der Entfernung von der Schallquelle abnahm als die der unhörbaren Wellen, kommt Verf. zu dem Schluß, daß durch den bestehenden Nordostwind die ersten stärker nach oben abgelenkt wurden als die letzteren. Die mittlere horizontale Geschwindigkeit schien kleiner zu sein als der normale Wert.

KUNZE.

V. Raman and Ashutosh Dey. On the Sounds of Splashes. *Phil. Mag.* (6) **39**, 45—147, 1920. Beim Hineinfallen von Tropfen oder festen Kugeln in eine Flüssigkeit kann der Tropfen oder die Kugel praktisch geräuschlos in die Flüssigkeit hineingleiten, während die Erscheinung ist von einem stärkeren Geräusch begleitet. Die Ursache dafür ist nach den Untersuchungen von Worthington in den Luftteilchen zu suchen, die von der Kugel mitgerissen werden und sich in der Flüssigkeit ablösen. Von A. Mallock ist eine mathematische Theorie für das geräuschvolle Hineinfallen ausgearbeitet. Er hat aber die Geräusche nur mit dem unbewaffneten Ohr beobachtet. Die Verff. setzen die Arbeit mit einer objektiven Beobachtungsmethode fort. Die photographische Registriermethode ist von P. H. Edwards angegeben. Die Einrichtung arbeitet folgendermaßen: Die Schallwellen werden durch einen Trichter auf eine Glimmermembran konzentriert. Senkrecht zur Außenseite der Membran ist eine Stahlfeder befestigt, die auf einer Schallwalze aufliegt, deren festes Gegenlager einstellbar ist. Bei Membranschwingungen dreht sich die Walze und der an ihr befestigte Spiegel. Auf diese Weise lässt sich mit einem Lichtzeiger Schall geringer Lautstärke aufzeichnen. Die beigegebene Tafel zeigt Aufnahmen von Geräuschen, die beim Hineinfallen von Stahl- und Holzkugeln in Wasser entstehen. Unter gleichen Bedingungen entstehen fast gleiche Kurvenbilder einerseits für das einfache Hineingleiten und andererseits für das laute Hineinplatschen. Die Versuche sollen mit der beschriebenen Versuchsanordnung systematisch fortgesetzt werden.

LÜCKE.

Julio Andrade. Le spiral compensateur et les nouveaux problèmes de la mécanique du réglage. *C. R.* **170**, 1159—1161, 1920. SCHEEL.

C. Rothé. Sur anémomètre à oscillations électriques. *C. R.* **170**, 1197—1198, 1920. SCHEEL.

Arthur Pröll. Flugtechnik. Grundlagen des Kunstfluges. Mit 95 Textabbildungen. I und 332 S. München und Berlin, R. Oldenbourg, 1919. Das Buch will 1. unmittelbar praktisch brauchbar sein und 2. den Zusammenhang mit den Lehren der Mechanik betonen.

1. Das tragende Mittel: Zusammensetzung, Druck, Dichte und Temperatur der Luft, barometrische Höhenmessung, Umrechnung von Steigleistungen auf normale Luftverhältnisse.

2. Luftwiderstand: Newtons Auffassung, Antriebssatz, v. Lössls Formel; die hydrodynamische Betrachtung mit Potentialströmungen gibt keinen Widerstand, wenn man nicht die Helmholtzschen Diskontinuitätsflächen und ihre Auflösung in Wirbel hinzunimmt; Luftwiderstandsmessungen, Störungen durch Turbulenz des Windstromes, Änderungen des Widerstandsbeiwertes mit der Geschwindigkeit bzw. Reynoldsschen Zahl, Lilienthals Polardiagramme, Druckverteilungs- und Widerstandsmessungen an ebenen Platten, „Gleitfall“ und „Gleitflug“, gewölbte Flügelprofile, Anwendungen auf die Flugtechnik, Widerstand von Stromlinienkörpern, vor allem Luftschildmodellen, „schädlicher Widerstand“, Zusammensetzung von Widerständen, Anwendungen.

3. Ebene Potentialströmung: Eulers Grundgleichungen, Niveaulinien, Bernoullis Satz, Grenzbedingungen, Schraubenstrahl als Beispiel; Kontinuitätsbedingung, Wirbelkern eines umlaufenden Strahles, Stromlinien, „Fluß“, Anwendung der Potentialströmungstheorie für den Strömungsverlauf an Hindernissen, Beispiel: Kreiszylinder; Zirkulation, allgemeine ebene Strömung um einen Kreiszylinder, Auftriebserkirkung nach Kutta und Schukowski.

4. Wirbelfragen, Elementarrotationen: Wirbelablösung an Tragflügeln ruft entsprechende Zirkulation hervor, außerdem Stirnwiderstand; Biot-Savartsches Gesetz

für die Geschwindigkeit, die ein Wirbelfaden erzeugt, Entstehung der Wirbel durch Ablösung der Prandtlschen Grenzschichten; theoretische Untersuchungen des Widerstandsproblems müßten demnach umfassen: die Zähigkeitseigenschaften der Flüssigkeit und ihren Einfluß auf die Geschwindigkeit, die Geschwindigkeits- und Druckverhältnisse innerhalb der Grenzschichten, die Entstehung und Ablösung der Wirbel (Mechanik der Wirbelsysteme) und die Ermittlung des Widerstandes aus den Energiemengen, die in den abgelösten Wirbeln fortwandern und verloren gehen; Einzelausführungen zu diesen Punkten auf Grund der Formeln von Navier, Stokes, Reynolds, Poiseuille; Anwendung der Eulerschen Bewegungsgleichungen auf die Prandtlschen Grenzschichten, Strömung in diesen, Stabilität der Wirbelreihen (von Karman), Berechnung des Widerstandes aus dem Antriebssatz.

§ 5. „Aerodynamik der Profilströmung“: konforme Abbildung der Strömung um einen Kreis auf ein Flügelprofil, Strömungs-, Potential- und abbildende Funktionen, Geschwindigkeiten der Strömung; vorn ein Staupunkt, hinten glattes Abströmen an einer Spitze; Schukowskische Profile, im Grenzfall Tropfenquerschnitte, Satz von Tschapligin, erfahrungsmäßige Auftriebsbeiwerte, Druckverteilung, Auftrieb durch Druck- und Saugwirkung, Lage des Druckpunktes.

§ 6. Einfluß der Randwirbel, der Wirbelzöpfe bei Tragflügeln, Verteilung der Auftriebsdichte über die Spannweite, Verkleinerung des Anstellwinkels, Vergrößerung des Auftriebes und Widerstandes je nach dem Seitenverhältnis; „induzierter Randwiderstand“ des Eindeckers, gegenseitige Beeinflussung der Mehrdeckerflügel (Ausführliche Berechnung der Anteile), Abwind hinter den Flügeln, vor allem am Ort der Flosse, Aufstellung der zusätzlichen Geschwindigkeiten, Umrechnungsformeln nach Betz u. a.

§ 7. Darstellung durch Polarkurven, Ermittlung der Gleitzahl, Hinzunahme des schädlichen Widerstandes, Everlings „Triebzahl“ auf Grund eines Ansatzes für den Schraubenzug, Gipfelhöhe für diesen und für andere Ansätze, Vergleich zweier Flügelprofile je nach Geschwindigkeit, Steig- und Schwebefähigkeit, Kurve der reziproken Gleitzahlen.

§ 8. Betriebsverhältnisse des Flugzeuges, Schraubenwirkungsgrad, Grundformeln für Widerstand und Schraubenzug, Motordrehmoment; Kurvendarstellungen nach König, Ermittlung der Vorgänge des Anlaufes, Steigens, Wagerecht- und Gleitfluges, sowie der Landung; „Hubkurven“ von Everling, die verschiedenen Ermittlungen aus dieser Darstellungsart.

§ 9. „Praktische Gesichtspunkte für den Entwurf eines Flugzeuges“: vorläufige Gewichtsaufstellung auf Grund der gegebenen Größen, Statistik der Gewichtsverhältnisse von Everling, Wahl der Spannweite, der Flügeltiefe, des Flügelabstandes und der Staffelung, die geforderten Flugleistungen (Steigfähigkeit, Höchstgeschwindigkeit, Überbelastung) sind abzuschätzen, der Einfluß von Änderungen festzustellen und die Profilform passend zu wählen; Näherungsgleichung für Bendemanns Höchstwirkungsgrad der Schraube, Änderung des Schraubenwirkungsgrades mit der Luftpumpe; Lösungen der gekennzeichneten Aufgaben mit Beispielen: Geschwindigkeitsberechnung mit Kurvendarstellungen, Steig- und Gipfelhöhenberechnung nach Riach, König und Everling, „Abänderung des ersten Entwurfs“ mit übersichtlicher Anordnung der einzelnen Einflüsse, Gesichtspunkte für die Auswahl von Flügelprofilen (Wölbung, Dicke, Platz für die Holme, Stabilität, Formänderungen der Bespannung).

§ 10. „Faustformeln für Flugzeugbewertung“: Änderung der Steigzeiten bei Änderungen des Gewichtes, der Motorleistung oder der Luftpumpe (eigene Untersuchungen des Verf.).

11. Druckpunkte und Momente der Tragflügelprofile werden durch den Ver-
such bestimmt; Avanzinis Gesetz für die Druckpunktwanderung, Messungen von
Eiffel, Föppl u. a., Stabilität durch verwundene Enden.

12. Längsstabilität und Höhenleitwerk: Rudermoment, statische Stabilität; Schwer-
punktsermittlung beim Entwurf, Beispiel für die Leitwerkberechnung, Verbesserungen
ausgeführter Flugzeuge durch Verlagerung des Schwerpunktes, Verschieben der Luft-
kräfte an Flügeln (Versetzen, Pfeilform) oder Flossen (Einstellwinkel ändern oder
höher bzw. tiefer setzen), Lage der Schraubenachse; Bedingungen der Längsstabilität,
Dämpfungs- und Schwingungen, dynamische Stabilität, Einfluß des Schraubenbezuges, Halbwertzeit,
Dämpfung je nach der Schwingungsart. Dynamische Stabilitätsbedingung, Beispiel,
Einfluß der Dämpfung. Das Höhenleitwerk, Größe des Höhenruders.

13. Kurvenflug: statische Stabilität, Wirkung von Kielflosse und Seitenruder,
selbsttätige Querstabilität, z. B. durch V-Form oder aufgebogene Flügelenden, dyna-
mische Seiten- und Querstabilität (Reissner, Gehlen), Schwingungen, Kursänderung,
 erforderliche Ruderfläche.

14. Übersicht über die Bauart der Flugzeuge, verschiedene Flügelzahl und -anord-
nung, verschiedene Stielanordnung; Festigkeit: Belastungsfälle für Tragwerk,
Rumpf, Fahrgestell und Leitwerk, statisch unbestimmte Glieder im Flügelfachwerk,
ausführliche Berechnungen und Beispiele, z. B. Festigkeitsnachweis eines gedrückten
Holmes; Rippen und Bespannung verstehen den Flügel, ebenso wirken die Form-
änderungen günstig, aber in der Nähe der Knicklast sind alle Ermittelungen unsicher,
Berechnung von Rippen (Belastungskurven), Stielen (Schwingungsgefahr) und Bespan-
nung (Faustregeln auf Grund eigener Versuche des Verf.); der Rumpf wird auf
Biegung längs und quer, auf Längskräfte und Verdrehung beansprucht, Beispiel für
die Berechnung eines neuzeitlichen Spannbockes; beim Fahrgestell ist die Gefahr
des seitlichen Abscherens bei schiefer Landung zu beachten; über die tatsächliche
beanspruchung des Leitwerkes, der Steuerzüge und -hebel ist noch wenig bekannt.

15. Versuche an Modellen im geschlossenen (Prandtl) oder offenen (Eiffel)
Windkanal, verschiedene Modellregeln (vor allem für Stabilitätsversuche), Baders
freifliegende Modelle, Festigkeitsmodellversuche; Messungen an ausgeführten Flug-
zeugen: Schwerpunkt, Trägheitsmoment, Bruchlast der einzelnen Teile; Versuche im
Fluge: Meßgeräte für Druck, Geschwindigkeit (Staudruck), Drehzahl, Neigung, wahre
Neigung (Anvisieren der Sonne oder des Horizontes), Kreiselgeräte, aufzeichnende
Instrumente, auch gleichzeitig für mehrere Angaben; Messen der Flugleistungen;
Geschwindigkeit, Windeinfluß; Widerstandsmessungen aus Steig- und Gleitflügen oder
mit der Meßnabe, Ermittlung des Schraubenbezuges, Druckmessungen an Flügel-
profilen oder im Flügelinnern.

anhang: Zahlentafeln der Gewichte ausgeführter Flugzeuge, sowie von Abmessungen
und Flugleistungen.

EVERLING.

. Jaray. Studien zur Entwicklung der Luftfahrzeuge unter besonderer Berück-
sichtigung der Zeppelin-Luftschiffe. ZS. f. Flugtechn. 11, 153—159, 173—178, 1920.
Für Luftschiffe und Flugzeuge verschiedener Größe, bei ersteren für die Zeppelin-
Luftschiffe der einzelnen Entwicklungsstufen, werden folgende Verhältnisse einander
gegenübergestellt: 1. Luftschaubenwirkungsgrad zu Widerstandsbeiwert, letzterer
bezogen auf die 2/3. Potenz des Rauminhaltes bzw. auf die Fläche der Flugzeuge.

Dasselbe bezogen auf den Hauptspanquerschnitt von Luftschiffen oder Flugzeugen.
Nutzlast zu Gesamtgewicht. 4. Das Produkt von 1 und 2. 5. Das Produkt von
und 3. 6. Die „Wertigkeitszahl“, das Verhältnis zwischen den Einnahmen bei
einem Tonnenkilometer-Preis von 10 *M* und den Ausgaben bei den heutigen Preis-

verhältnissen. Aus einer Auftragung dieser Werte in Kurven zeigt sich besonders der günstige Einfluß einer Vergrößerung, daneben aber auch im Laufe der Zeit erzielte bauliche Verbesserung, im Gegensatz zu den Flugzeugen, bei denen die Vergrößerung diese Verhältniswerte verschlechtert.

EVERLING.

Robert Gsell. Über die Verwendung von Düsen zur Arbeitsleistung. ZS. f. Flugtechn. 11, 159—162, 1920. Die Geschwindigkeit in Venturidüsen wird einmal (z. B. von Hort) mit der Formel für die Düsenströmung in geschlossenen Rohren berechnet, nach Prandtl auf Grund der Strahlablösung hinter dem engsten Querschnitt. An verschiedenen Düsenformen wurde im Windkanal das Verhältnis des Saugdruckes zum Staudruck der Luftströmung, der Wirkungsgrad (Förderleistung zu Windleistung) und das Verhältnis der Betriebsaughöhe zur größtmöglichen gemessen. Außer kreisrunden Düsen wurden auch gitterförmige untersucht.

Ergebnis: Auffallend geringe Wirkungsgrade, 0,13 Proz. bei einer Düse, 0,08 bei einem Düsengitter. Das Druckverhältnis weicht vom theoretischen Wert um so mehr ab, je stärker die Verengung. Höhere Windgeschwindigkeit verbessert die Wirkungsgrade wenig. Ringkanaldüsen sind vorteilhafter als Löcher. Der Einfluß der Flankenausführung ist gering.

Praktische Verwendung der Venturidüsen nur in Sonderfällen, z. B. zum Umfüllen der Betriebstoffbehälter durch den Flugwind. Der Wirkungsgrad wäre zu verbessern, wenn die „theoretisch nötige plötzliche Geschwindigkeitsverringerung am Orte der Arbeitsleistung (Einführungsstelle der Saugluft) erzeugt werden kann.“

EVERLING.

4. Aufbau der Materie.

Arthur H. Compton. The size and shape of the electron. Phys. Rev. (2) 14, 247—259, 1919. [S. 1047.]

SWINNE.

R. Seeliger. Rutherford's neueste Arbeiten über den Atomkern. Jahrb. d. Radioakt. 16, 292—302, 1920.

KOSSEL.

A. Smekal. Spezielle Relativitätstheorie und Probleme des Atomkerns. Die Naturwissenschaften 8, 206—207, 1920. Der Verf. gibt einen kurzen Überblick über die Ergebnisse einer demnächst voraussichtlich in den Wiener Berichten erscheinenden Arbeit, die die durch Rutherford's Untersuchungen (Phil. Mag. 37, 537—581, 1919) über die Zerspaltung des Stickstoffkerns aufgeworfenen Kernprobleme theoretisch behandelt, nämlich: Bestätigung des relativistischen Satzes von der Trägheit der Energie, Berechnung des He-Atomgewichtes auf Grund eines O-Kernzerfalles und Erklärung der bekannten Diskrepanz zwischen den Folgerungen aus Atomgewichtsdifferenzen und beobachteten Energien beim radioaktiven Zerfall durch Annahme einer äußerst kurzweligen Kern- γ -Strahlung.

LENZ.

G. Kirsch. Über die Beziehung zwischen Zerfallskonstante und Reichweite und den Bau des Atomkerns. Die Naturwissenschaften 8, 207, 1920. Auf Grund einer theoretischen Formel von F. A. Lindemann werden aus der Geiger-Nuttalschen Reichweitenbeziehung Schlüsse über die Konstitution der radioaktiven Atomkerne gezogen. Ausführlichere Angaben hierzu werden in einer besonderen Arbeit in Aussicht gestellt.

LENZ.

W. Lenz. Betrachtungen zu Rutherford's Versuchen über die Zerspaltbarkeit des Stickstoffkerns. Die Naturwissenschaften 8, 181—186, 1920. Rutherford's Ergebnisse legen die Annahme nahe, daß gemäß der Proutschen Hypothese die Kerne aus H-Kernen und Elektronen aufgebaut sind. Die Abweichung der Atomgewichte von den Vielfachen des Wasserstoffs wird gemäß der relativistischen Beziehung zwischen Masse und Energie als Verschiedenheit der Energieinhalte gedeutet. Die Größe der so zu erschließenden Energiedifferenzen zwischen dem Kern und seinen Teilen im Zustande völliger Trennung liegt in der Größenordnung der kinetischen Energie der α -Strahlen des RaC. Bei He ist die Trennungsarbeit etwa viermal so groß als die α -Strahlenergie, woraus ein Grund für die Stabilität des He-Kerns entnommen wird. Bei Stickstoff müssen Hilfsannahmen über die Natur der Zerfallsprodukte gemacht und deren kinetische Energie berücksichtigt werden. Die Argumentation für Zerfall ist daher — ebenso wie auch wegen der Ungenauigkeit der Atomgewichtsbestimmungen — ziemlich unsicher, zeigt aber doch grundsätzlich die Möglichkeit einer derartigen Erklärung. Auch bei Sauerstoff wird eine Zerspaltung vermutet und darauf hingewiesen, daß der Rutherford'schen Untersuchungsmethode Fälle von Zerspaltung entgehen können. Für eine von Rutherford angegebene Reichweitenformel wird eine elementare Ableitung gegeben. LENZ.

Adolf Smekal. Über die Abweichungen vom Coulombschen Gesetze in großer Nähe der elementaren Entladungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 1, 55—58, 1920. Abweichungen vom Coulombschen Gesetz sind nach Untersuchungen von Rutherford erst bei Entfernungen kleiner als 10^{-12} cm merklich. Durch die Berechnung des von Lenz angegebenen Strukturmodells eines α -Teilchens kann somit Aufschluß über die Größe dieser Abweichungen erhalten werden. Nach dem Coulombschen Gesetze ergibt sich der Energieinhalt um drei Größenordnungen kleiner als bei der relativ-theoretischen Berechnung aus der Differenz zwischen der Masse der ruhend gedachten Bestandteile und der He-Kernmasse. In einem Abstande von $1,8 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt die abstoßende Kraft zwischen zwei Wasserstoffkernen das 32fache der Coulombschen Kraft. Auf Grund des Lenz'schen Modells und der vom Verf. berechneten Abweichungen vom Coulombschen Gesetz läßt sich als obere Grenze für das Atomgewicht des H-Isotopes, das möglicherweise bei der Rutherford'schen Stickstoffzerlegung auftritt, 1,991 angeben.

Ferner zeigt der Verf., daß die Annahme nichtcoulombscher Kräfte zwischen den Elektronen des Atoms keine Möglichkeit bietet, in der Theorie der Röntgenspektren der K-Elektronenschale die vom periodischen System der Elemente geforderte Besetzungszahl z zuzuweisen.

Die ausführliche Arbeit wird in den Wiener Akademieberichten erscheinen. GLOCKER.

F. Sekera. Zur Nomenklaturfrage der Isotopen. Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 16, 411—415, 1920. Verf. bespricht kritisch im Anschluß an Fajans (Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 14, 314—352, 1917) die durch die Entdeckung der Isotopie bedingte Umformung und Neubildung der Begriffe: Mischelement (wofür Verf. „Isotopengemisch“ vorschlägt), Elementtypus, Atomgewicht und Verbindungsgewicht („resultierendes Verbindungsgewicht“ bei einem Isotopengemisch), Bleitypus, Bleiart, Bleielement. Für die Beibehaltung des Elementbegriffes spricht die große Bedeutung der Arteigenschaften, insbesondere des Atomgewichtes, was die Isotopen als verschiedene Elemente auffassen läßt; die Gegner dieser Auffassung berücksichtigen dagegen mehr den Unterschied zwischen Typus- und Arteigenschaften. Mit Recht

werden die bei dieser Nomenklaturfrage stets wieder auftauchenden begrifflichen Schwierigkeiten mit der momentanen Unfertigkeit der Lösung des Isotopieproblems in Zusammenhang gebracht.

SWINNE.

A. L. Bernoulli. Bildungswärmen, berechnet aus der Wellenlänge von Absorptionsstreifen. *Helv. Chim. Acta* 2, 720—728, 1919. Auf Grund von unklaren theoretischen Verstellungen wird für die „Energie u der Valenzelektronen“ eines Elementes die Formel $u = hc \sqrt{\frac{M}{n \cdot m} \cdot \nu}$ abgeleitet. M ist das Molekulargewicht, m die Elektronenmasse, n die Zahl der Valenzelektronen, ν die ultrarote Eigenfrequenz. Bei der Bestimmung von n wird kein Unterschied zwischen positiver und negativer Valenz gemacht, z. B. für das O-Atom $n = 2$, für die Halogenatome $n = 1$ gesetzt! Für die Energie u' der Valenzelektronen in der Verbindung M wird die analoge Formel verwendet, in der n jetzt die Summe der Anzahl der Valenzelektronen der Bestandteile weniger der Zahl δ von Ladungen, „die bei der Bildung von M abgegeben werden“, bedeutet. „Also z. B., wenn das einwertige Silberion mit Chlorion unlöslich gefällt wird, setzen wir $\delta = 1$. Dagegen, wenn die entstandene Verbindung, wie z. B. NaCl, ionisiert in Lösung bleibt oder gar im festen Zustande ebenfalls, dann wird δ gleich Null zu setzen sein, ebenso auch ... beim Kohlendioxyd.“ Die ultrarote Eigenfrequenz ν wird mit der Reststrahlfrequenz identifiziert oder, wo diese nicht gemessen ist, nach der Lindemannschen Formel aus dem Schmelzpunkte berechnet. Letzteres geschieht auch bei C, O, Cl! Die Bildungswärme der festen Verbindung wird aus der Differenz ihrer Eigenenergie und der ihrer Bestandteile berechnet. Ob auch letztere als fest angenommen werden, ist nicht klar zu sehen. Der Verf. findet befriedigende Übereinstimmung der nach seiner Formel berechneten Bildungswärmen mit den experimentellen Daten bei einigen Alkali- und Schwermetallhalogeniden, Oxyden und Sulfiden.

W. PAULI jr.

A. Reis. Über die Kristallgitter der Halogenwasserstoffe. *ZS. f. Phys.* 1, 299—308, 1920. Bei den Halogenwasserstoffen gehorcht die Beziehung zwischen Ionisierungsenergie und Molekulervolumen nicht dem von Born für Alkalihalogenide angegebenen Schema. Da sie ebensowenig mit der Annahme von Atomionengittern anderer Bauart vereinbar ist, führt sie notwendig zur Annahme von Molekülgittern, in denen die zwischenmolekularen Distanzen ein Mehrfaches der innermolekularen betragen. Zu demselben Schluß führt der innere Zusammenhang zwischen der hohen Ionisierungsenergie und den niedrigen Sublimationswärmen. Aus dem Gitterbau der festen Halogenwasserstoffe folgt notwendig eine stark unsymmetrische Struktur der Halogenionen in den Molekülen der Halogenwasserstoffe.

SEEMANN.

M. Canac. Exposé de la théorie de Bragg sur les réseaux cristallins. *Soc. chim. phys.*, 22 déc. 1919. *Journ. chim. phys.* 18, 68—69, 1920. Zur Bestimmung der Anordnung der Atome im Gitter zieht Verf. noch die Quantenbeziehung $eV > h\nu$ und die Bohrsche Formel heran:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{h^8} \frac{1}{t_2^8} - \frac{1}{t_1^8}$$

und folgert daraus, daß die Atome die Symmetrien der Partikelkomplexe sind, die ihrerseits nach der Braggschen Struktur angeordnet sind.

SEEMANN.

M. Canac. Détermination de l'orientation des axes d'un cristal et de ses paramètres. *Soc. chim. phys.*, 22 déc. 1919. *Journ. chim. phys.* 18, 69, 1920. *C. R.* 170, 394—396, 1920. Man bestimmt die Neigung je zweier Strukturflächen einer Zone (Ebenenbüschel) dadurch, daß man ein linienförmiges Strahlenbündel senkrecht auf die Zonenachse

allen läßt und die Auftreffpunkte der von den beiden Flächen reflektierten, gleich-
als linienförmigen Bündel bestimmt. Darauf dreht man den Kristall meßbar um
die Zonenachse so weit, bis einer der beiden reflektierten Strahlen den vorigen Auf-
treffpunkt des anderen Strahls trifft. Auf diese Weise werden nacheinander alle
Neigungen der Zonenflächen gegen die Ausgangsfläche gemessen.

Eine zweite Modifikation dieses Meßverfahrens besteht darin, daß man den einfallenden
Strahl unter einem beliebigen, vorteilhaft kleinen Winkel auf die Zonenachse auf-
allen läßt und nun bei derselben sukzessiven Drehung der Zonenflächen um die
Zonenachse die Laue-Friedrichschen Diagrammflecke nacheinander mit einem
erst ins Auge gefaßten Fleck zur Deckung bringt.

Das Wesen beider Methoden besteht demnach in der zu messenden Drehung des
Kristalls, während bei den anderen Methoden die Winkel der Zonenflächen aus dem
bei ruhendem Kristall aufgenommenen Diagramm aus der Anordnung der Flecke oder
Spektralstreifen (H. Seemann, Phys. ZS. 20, 169—175, 1919), die ausgemessen wird,
berechnet oder bei der Seemannschen Methode direkt gemessen wird. Es handelt
sich also um eine Modifikation des Meßverfahrens, die kaum einen Fortschritt in der
Genauigkeit und schwerlich einen in der Einfachheit des Verfahrens bedeutet. Die
Arbeiten verdienen aber insofern Beachtung, als die erste Mitteilung darüber schon
in C. R. 159, 405, 1914 erschienen ist und in der deutschen Referat-Literatur sowie
im Handbuch der Radiologie von Marx nicht erwähnt worden ist. SEEMANN.

Clara di Capua. Le leghe di oro e silicio. Lincei Rend. (5) 29 [1], 111—114, 1920.
Zur Bestimmung des Zustandsdiagrammes Au—Si wurden die beiden Metalle, von
denen Gold $1/10$ Proz., Silicium 5 Proz. Verunreinigungen (meist Eisen) aufwies, im
Porzellantiegel im Tammannschen Röhrenofen in einer Wasserstoffatmosphäre ge-
schmolzen. Beide lösen sich im flüssigen Zustande vollkommen ineinander, bilden
keine Verbindung und sind im festen Zustande vollkommen unlöslich (wenigstens
innerhalb der Versuchsfehler). Der eutektische Punkt liegt bei 6 Proz. Silicium und
70°. Die mikroskopische Untersuchung hat die Ergebnisse der thermischen Analyse
völlig bestätigt. BERNDT.

G. Tammann. Das Zustandsdiagramm von Kalium-Natriumchlorid und ihre Ätz-
figuren. Göttinger Nachr. 1919, 422—427. KCl und NaCl bilden zwischen 660 und
100° eine stabile lückenlose Mischkristallreihe. Bei weiterer langsamer Abkühlung
tritt aber Entmischung ein, da die Anziehungskräfte zwischen den Molekülen der
einen der beiden Komponenten mit sinkender Temperatur stark wachsen, oder die
zwischen den Molekülen der beiden verschiedenen Komponenten wirkenden stark ab-
nehmen. Die bei den beiden Kristallen beobachteten deutlich voneinander verschie-
denen Ätzfiguren weisen darauf hin, daß im KCl-Kristall (im Gegensatz zum NaCl-
Kristall) gewisse Bezirke fester zusammenhängen. Trotzdem fand W. L. Bragg bei
beiden dieselbe Gitterart (einfachstes kubisches Raumgitter).

Wenn das Ätzmittel dem Gitterverbande ein Atompaar NaCl entzieht, so werden die
benachbarten Atompaare besonders reaktionsfähig. Je nach der Orientierung ihrer
Empfindlichkeitsbezirke können die Furchen parallel zu den Würfelkanten oder
diagonalen entstehen. Mit der Natur des Ätzmittels und der Gegenwart fremder
Stoffe kann sich aber die Orientierung der Empfindlichkeitsbezirke leicht ändern, wo-
durch das Auftreten der beiden beobachteten Orientierungen der Ätzfiguren beim
NaCl erklärt ist.

Zur Deutung der anders orientierten Ätzfiguren des KCl muß noch angenommen
werden, daß das Ätzmittel vier Atompaare, die auf zwei benachbarten Geraden parallel
zu den Würfelkanten liegen, aus dem Gitterverbande nimmt und dann wieder vier

Atompaare, die aber nur auf einer dieser beiden Geraden und ferner der ihr benachbarten liegen. Hierdurch entsteht eine gezackte Furche, deren Richtung mit der Würfekante einen Winkel von $14^{\circ}2'$ bildet, was mit den Beobachtungen (11 bis 18°) genügend übereinstimmt. Der Grund für diese Verschiebung ist vielleicht in einem festeren Zusammenhange von je vier Atompaaren zu suchen. Mit wachsender Temperatur müßten sich nun diese Bezirke auflösen und dementsprechend die Ätzfiguren des KCl bei 400° wie die des NaCl orientiert sein.

Da Entmischung lückenloser Mischkristallreihen auch bei anderen Kalium- und Natriumsalzen bei der Kristallisation aus ihren Schmelzen beobachtet ist (z. B. bei den Bromiden, Jodiden und Boraten), muß auch bei diesen Salzpaaren ein Unterschied in den Ätzfiguren auftreten.

BERNDT.

H. Pélabon. Sur les propriétés des mixtes sélénium et antimoine. Ann. de chim. (1920) 13, 121—153, 1920. Die Metallographien, der Legierungen, welche reicher an Selen sind, als der Verbindung Sb_2Se_3 entspricht, zeigen große Kristalle dieser Verbindung in einer schwarzen homogenen Masse von Selen. Bei Selengehalten zwischen 16 und 50 Atomproz. bilden sich zwei deutlich voneinander getrennte Phasen, die aber auch Einschlüsse der anderen enthalten können, von denen die einen fast kugelförmig begrenzt sind. Die Phase geringerer Dichte zeigt lange helle Nadeln auf einem grauen Grunde, welcher aus V-förmigen Kristallen (Legierung M) besteht. Die schwerere und an Antimon reichere Phase zeigt graue unregelmäßige Flecken, welche aus demselben Körper M bestehen, auf einem hellen Grunde. Bei einem Selengehalt von weniger als 16 Atomproz. liefert die Metallographie unregelmäßige graue Flecken des Körpers M , deren Zahl sich mit abnehmendem Selengehalt verringert. Bei einem Selengehalt zwischen 50 und 60 Atomproz. haben die angeblichen Verbindungen $SbSe$, Sb_4Se_5 und Sb_3Se_4 im Mikroskop nicht das Aussehen einer einheitlichen Zusammensetzung, vielmehr beobachtet man immer die Gegenwart derselben zwei Bestandteile: graue Flecken voluminöser Kristalle von Sb_2Se_3 , getrennt durch Kristalle derselben Form wie der Körper M , deren Zahl mit wachsendem Selengehalt geringer wird. Durch Zusammenschmelzen von Selen und Antimon erhält man also nur die eine Verbindung Sb_2Se_3 . Die Legierung $Sb + Se$ verhält sich wie ein Eutektikum.

Die EMK der verschiedenen Mischungen von Selen und Antimon wurden gegen Antimon in einer Lösung von Antimontrichlorür, die mit Salzsäure angesäuert war, durch Vergleich mit einem Weston-Element gemessen. Sie wuchsen asymptotisch mit der Zeit an, und zwar etwa auf den doppelten Anfangswert. Die Verbindung Sb_2Se_3 macht sich durch eine sprunghaft Änderung der EMK von 0,1 auf 0,33 Volt bemerkbar. Diese galvanischen Elemente sind sehr empfindlich gegen Licht. Im offenen Zustande steigt bei Belichtung der positiven Elektrode die Spannung auf einen Wert E' , der bei konstanter Belichtung in etwa 20 Minuten auf einen kleineren E fällt. Nach Verdunkelung sinkt die Spannung auf E'' , um in einer Stunde wieder auf den Wert E anzusteigen. Bei geschlossenem Kreise bildet sich in etwa 20 Stunden eine Polarisation aus. Durch Belichtung tritt eine starke Spannungssteigerung (Depolarisation) ein, die aber asymptotisch nahezu wieder verschwindet. Bei Wiederverdunkelung sinkt die Spannung plötzlich, um allmählich wieder den Anfangswert zu erreichen. Am wirksamsten sind die roten Strahlen (bzw. die dadurch hervorgerufene Erwärmung). Lichtempfindlich sind alle Legierungen, die reicher an Selen sind als die Verbindung Sb_2Se_3 . Mit wachsender Temperatur nimmt die EMK langsam ab; im geschlossenen Zustande wächst dagegen die Klemmspannung rasch mit der Temperatur an.

Der spezifische Widerstand hängt ab von der Zusammensetzung der Legierung, der Temperatur und der Abkühlungsgeschwindigkeit; er ist bei abgeschreckten Stücken

etwa sechsmal größer als bei sorgfältig gekühlten. Unter sonst gleichen Bedingungen hat der spezifische Widerstand bei der Verbindung Sb_2Se_3 ein ausgesprochenes Maximum. Bei weniger als 50 Atomproz. Selen wächst er regelmäßig mit der Temperatur. Bei den Legierungen mit größerem Selengehalt geht der spezifische Widerstand mit wachsender Temperatur durch ein Maximum, auch nimmt er nach dem Abkühlen nicht wieder den früheren, sondern einen größeren Wert an; der Unterschied zwischen beiden hängt von der Anzahl der ausgeführten Kreisprozesse ab. Nähert sich der Selengehalt dem der Verbindung Sb_2Se_3 , so nimmt der spezifische Widerstand regelmäßig mit steigender Temperatur ab.

Auch die Untersuchung der Thermo-EMK hat die Ergebnisse der vorstehenden Beobachtungen bestätigt, daß nämlich nur die eine Verbindung Sb_2Se_3 existiert. Die Kurve der Thermo-EMK Sb/Pt verläuft sehr regelmäßig. Die Thermokraft wächst bis 350° linear und wird beim Schmelzpunkt des Antimons konstant; bei diesem tritt auch keine Diskontinuität auf; sie beträgt hier 21 Mikrovolt. Ähnliche Ergebnisse liefern die Legierungen mit weniger als 50 Atomproz. Selen. Bei den an Selen reicherem geht die Thermo-EMK durch ein Maximum bei einer nahe der beendeten Erstarrung entsprechenden Temperatur. Die Thermokraft dieser Legierungen im flüssigen Zustande ist negativ. Ihr absolutes Maximum nimmt rasch mit steigendem Selengehalt zu. Bei allen Legierungen fallen die Kurven der Thermo-EMK bei niedrigen Temperaturen nahezu mit der des reinen Antimons zusammen; dagegen sind sie bei der Verbindung Sb_2Se_3 etwa zehnmal größer; sie erreichen hier ein nicht sehr ausgesprochenes Maximum bei 700° . Für die an Selen noch reicherem Legierungen weisen die Thermo-EMK im festen Zustande ein sehr deutliches Maximum auf und sind von derselben Größenordnung wie bei Sb_2Se_3/Pt .

BERNDT.

Frei. Über zwei interessante Fälle von „umgekehrtem Hartguß“. Gießerei-Ztg. 17, 109—112, 130—133, 1920. Die von K. Harnecker (d. Ber. S. 90) gegebene Erklärung, daß der umgekehrte Hartguß dem Gehalt der Schmelze an Phosphor zugeschrieben werden muß, steht entgegen, daß diese Erscheinung durchaus nicht immer bei hohem Phosphorgehalt auftritt. Dagegen zeigte die Baumannsche Schwefelprobe wie auch die chemische Analyse in den untersuchten Stücken stets einen abnorm hohen Schwefelgehalt bei relativ niedrigem Gehalt an Mangan und Kohlenstoff; letzteres ist durch die Frischung des rostigen Einsatzes hervorgerufen. Außerdem drückt auch Schwefel das Sättigungsvermögen des Eisens für Kohlenstoff herunter und wirkt gleichzeitig hindernd auf die Graphitabscheidung. Auffallend ist noch, daß der elementare Kohlenstoff im grauen Teile in der Nähe von weißen Stellen eine Form hat, die eher auf Temperkohle als auf eigentlichen Graphit schließen läßt; sehr häufig finden sich auch einzelne Nester von halbgraphitischem Kohlenstoff. Im Gußeisen tritt der Schwefel meist als Mangansulfid, ein Überschuß dagegen stets als Eisensulfid auf. Die Mangansulfidkristalle sammeln sich leicht örtlich in dem weißen Teile. Das Eisensulfid schmilzt bei 950° ; seine Gasabgabe und starke Kontraktion bei der Erstarrung ist die Ursache zahlreicher Hohlräume im Eisen mit viel Schwefel; sie traten auch stets in den untersuchten Stücken von umgekehrtem Hartguß auf. Die Gasabscheidung soll nun auch lokale Unterkühlungen hervorrufen und damit die Graphitabscheidung vollständig hintertreiben. Zur Verhinderung wird ein größerer Mangangehalt vorgeschlagen, da der Schmelzpunkt des Mangansulfids höher als der des Mangans und des Eisens und vor allem des Eisensulfids liegt, weiterhin Steigerung des Kalkzusatzes (am besten als gebrannter Kalk) und Vorsicht beim Gebrauch von rostigem Schrott. BERNDT.

P. Oberhoffer. Schieferbruch und Seigerungserscheinungen. Stahl u. Eisen 40, 705—713, 1920. An Querstäben aus einer geschmiedeten Platte mit etwa 0,3 Proz.

Kohlenstoff und 0,6 Proz. Mangan wurde ein eigentümliches faseriges Bruchgefüge beobachtet, das als „Schieferbruch“ bezeichnet wird. Bei Ätzung des Querschnittes mit Kupferammoniumchlorid zeigte sich eine breite, streifenförmige Phosphor-anreicherung, deren Lage mit der eines der Absätze des Bruches übereinstimmte. Bei Verwendung des Oberhofferschen Ätzmittels bemerkte man außerdem noch Zeilenstruktur im Sinne zeilenförmiger Anordnung phosphorreicherer und -ärmerer Schichten. Die Ätzung mittels alkoholischer Salpetersäure lieferte eine im wesentlichen mit der Phosphorverteilung übereinstimmende Ferritanordnung. Bei stärkerer Vergrößerung beobachtete man in den breiten phosphorreichen und kohlenstoffarmen Streifen zahlreiche kon axial verlaufende Schlackeneinschlüsse. Die Unstimmigkeit, daß nur ein breites Phosphorband, im Bruchgefüge dagegen mehrere Absätze auftreten, verschwindet, wenn man senkrecht zu diesem gelegene Längsschnitte untersucht, die eine größere Zahl kurzer Phosphorbänder aufweisen. Schieferbruch ist häufig an Gegenständen beobachtet, die in einer Richtung einen großen Streckungsgrad besaßen, und zwar nur bei Querproben.

Um die Entstehung der Phosphoransammlungen, welche in ursächlichem Zusammenhange zu dem Schieferbruch stehen, erklären zu können, wird zunächst die Entstehung der verschiedenen Gefüge, bei der primären, sekundären und der Umkristallisation durch verschiedene Abkühlungsgeschwindigkeit auf Grund des Zustandsdiagrammes, namentlich die durch unvollständige Diffusion verursachte Kristallseigerung, erörtert. Diese nimmt in der Reihenfolge: Ni, Si, Mn, C, P, S zu. Außer der Abkühlungsgeschwindigkeit wirkt auch die mit steigendem Gehalt des Eisens an Fremdkörpern zunehmende Größe des Erstarrungsintervalls auf die Kristallgröße ein. Durch die Warmbearbeitung wird die Verteilung des Phosphors und der Schlackeneinschlüsse nicht beeinflußt, sondern nur ihre Form geändert. (Forts. soll folgen.)

BERNDT.

Endell. Über die Entglasung von optischem Glas. D. Opt. Wochenschr. 1920, 200—202. Bericht über eine Arbeit von N. L. Bowen in Journ. Amer. Ceramic Soc. 2, 162—181, 1919. An Hand einiger typischer Kurven (wie sie zuerst von Tammann aufgestellt sind) wird die Abhängigkeit der Kristallisationskraft, d. h. der Zahl der Kristallkerne, die sich in 1cm^3 in einer Sekunde bilden, von der Unterkühlungs-temperatur und der Einfluß der Abkühlungsgeschwindigkeit (die wegen des geringen Wärmeleitvermögens des Glases stark vom Volumen abhängt) auf die Entglasung verschiedener Stoffe erläutert. Dieselben Kurven gelten auch für die Wiedererhitzung des Glases. Bei der Glasfabrikation entsteht die Gefahr der Kristallausscheidung erst bei der Abkühlung (beim Rühren, Ausgießen usw.). Bildung verhältnismäßig großer Kristalle bei hoher Temperatur wurde bei einem Leichtbarytkron während der letzten Rührperiode beobachtet, man muß deshalb den Hafen oberhalb der Bildungsgrenze der Kristalle ausbringen. Die orthorhombischen Kristalle bildeten hexagonale Plättchen von $3 \times 2 \text{ mm}^2$ und bestanden aus BaSi_2O_5 . Diese reine Substanz schmilzt bei 1426° , während sie sich aus der Schmelze, deren Zusammensetzung 57 Proz. BaSi_2O_5 entsprach, bei 1100° ausschied. Dieses Bariumsilikat bildet den einzigen bisher bekannten Fall großer Kristalle bei optischem Glas.

Häufig erfolgt Entglasung, während sich der Hafen unter der Kühlaube befindet. Infolge der großen Zähigkeit können sich hier nur sehr feine Kristalle, eventuell in sphärischen Aggregaten ausscheiden, bisweilen tritt auch nur milchige oder opaleszierende Trübung ein. Die Kristalle haben die niedrige Brechung der SiO_2 -Formen, namentlich des Tridymits. Begünstigt wird die Kristallisation durch SO_3 , Cl und Fl , sowie auch durch As , wenn es im Überschuß zugegeben wird. Die Entglasungs-temperatur beträgt bei mittlerem Flint ($n_D = 1,62$) 910° , bei gewöhnlichem und

Leichtbariumkron 1100° und bei Leichtflint 1115° . Da auch beim Senken Entglasung erfolgen kann, so muß die Kristallisationskraft der verschiedenen Gläser bei den Senktemperaturen vorher untersucht werden; hierfür werden einige Zahlen gegeben.

Von W. S. Williams wurde bei der Glasfabrikation im Bureau of Standards an einem schweren Flint ($n_D = 1,60$) beim Läutern bei 1350 bis 1400° die Bildung einer $12''$ dicken Schicht von Opalglas beobachtet, während der Rest völlig klar war; die Analyse der beiden Teile zeigte bemerkenswerte Unterschiede, und zwar wies das Opalglas um 7 Proz. höheren Kieselsäure- und um 4 Proz. geringeren Bariumoxydgehalt auf. Diese Entglasung ließ sich durch Zusatz von Tonerde beseitigen. Bei einem schweren Barytglas ($n_D = 1,60$) wurden nach dem Abkühlen in einer $8''$ dicken Schicht Sphärolithe von Bariumsilikat bemerkt. Die oft beobachtete Oberflächenentglasung soll durch die Verflüchtigung von Alkalioxyden hervorgerufen sein, wodurch die Oberfläche reicher an Kieselsäure wird; dem widerspricht aber, daß sie auch an Gläsern auftritt, die frei von Alkali und flüchtigen Substanzen sind, so daß diese Frage noch der Klärung bedarf.

BERNDT.

F. Weidert und G. Berndt. Die Verflüssigung des Glases. ZS. f. techn. Phys. 1, 121—123, 1920. [S. 1063.]

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

Henri George. Un nouvel arc à mercure à courant alternatif. C. R. 170, 458—460, 1920. Berichtigung S. 771. Beschrieben wird eine neue Wechselstrom-Quecksilber-Bogenlampe für große Leistungen. Ein Quarzrohr von 40 cm Länge ist mit Edelgas (Neon) von mehr als 1 cm Druck gefüllt und trägt an den Enden kleine Quecksilberbehälter; für 2 kW Leistung genügt etwa 1 cm^3 Quecksilber. In diese Behälter sind die Stromzuführungen eingeschmolzen. Gespeist wird die Lampe durch einen Transformator 110/3000, in dessen Primärkreis eine große Selbstinduktion liegt. Bei den hohen so erzielbaren Spannungen geschieht die Zündung von selbst. Der Bogen zeigt zunächst das Neonspektrum, das aber rasch durch dasjenige des Quecksilbers verdrängt wird. Der Quecksilberdampf soll einen Druck von über 2 Atm. schließlich erreichen. Die Spannung beträgt anfänglich 2 Volt, sinkt dann auf 0,5 Volt und steigt schließlich auf etwa 50 Volt pro cm. Wichtig für die Stabilität ist, daß das Quecksilber rasch und gleichmäßig verdampft. Etwa 7 Minuten nach dem Zünden soll der Höchstdruck und somit der Dauerzustand erreicht sein. Eine ausgeführte Lampe dieser Art brannte mit einer Stromstärke von 1 Amp. und einer Leistung von 2 kW.

PIECK.

H. Pelabon. Sur les propriétés des mixtes sélénium et antimoine. Ann. de chim. (9) 13, 121—153, 1920. [S. 1026.]

BERNDT.

Richard Lorenz. Raumerfüllung und Ionenbeweglichkeit. ZS. f. Elektrochem. 26, 221—228, 1920. Einstein hat mit Hilfe der Stokesschen Formel die Größe der in Flüssigkeiten suspendierten Teilchen berechnet; Verf. hat das gleiche Verfahren auf elektrolytische Ionen übertragen. Es ergibt sich so eine Beziehung zwischen dem Ionenradius (bzw. ihrem Volumen) und der Ionenbeweglichkeit. Nun soll sich das Ionenvolumen bei organischen Substanzen aus dem Koppsschen Gesetz additiv berechnen lassen. Das so berechnete Volumen des Ionenkörpers V_0 ergibt sich in der überwiegen-

den Mehrzahl der Fälle größer als das Volum der Ionen Φ in der Lösung. Die Erklärung hierfür solle die Raumerfüllung ψ geben

$$\psi = \frac{\Phi}{V_0},$$

unter analoger Definition dieses Begriffes, wie in der kinetischen Gastheorie. Verf. berechnet dieses Verhältnis für eine große Zahl organischer Ionen und vergleicht es mit demjenigen aus (z. T. unkorrigierten) Zustandsgleichungen für die kondensierte Phase im absoluten Nullpunkt folgenden, wobei er für die Raumerfüllungszahlen der letzteren die Grenzen

$$0,74 > \psi > 0,25$$

angibt. Auch die hier aus der Ionenbeweglichkeit berechnete Raumerfüllung liegt zwischen diesen Grenzen. Der Mittelwert entspricht der kubischen Packung kugelförmiger Moleküle (0,52), woraus auf die Realisation dieser Anordnung in der Wirklichkeit geschlossen werden solle. Dies lasse wiederum einen Schluß auf die Zustandsgleichung zu, in welcher dann aber die Atomzahl im Molekül berücksichtigt werden müsse. Schließlich wird auf die Verknüpfung der Leitfähigkeit mit der experimentellen Atomistik hingewiesen und darauf, daß Ionen mit normaler Raumerfüllungszahl nicht hydratisiert sein können.

SCHAMES.

Richard Lorenz. Beiträge zur Theorie der elektrolytischen Ionen. Nr. 14. Über das Additivitätsgesetz von Kohlrausch. ZS. f. anorgan. Chem. 111, 55—75. 1920. Unter Hinweis auf die Arbeiten von Niels Bjerrum, Milner und P. Hertz wird die Bedeutung des Kohlrauschschen Additivitätsgesetzes des molaren Leitvermögens im Sinne des Additivitätsgesetzes für vollständige Dissoziation der starken Elektrolyte erläutert. Hierbei kann der Koeffizient a , welcher in der klassischen Theorie den Dissoziationsgrad der Elektrolyte darstellte, zur Ionenbeweglichkeit bezogen werden, wodurch mit der Konzentration veränderliche Ionenbeweglichkeiten entstehen, wie solche Kohlrausch bei Aufstellung seines Additivitätsgesetzes vorschwebten. Es wird theoretisch gezeigt, daß ein solcher Ansatz konstante Hittorf'sche Überführungszahlen voraussetzt, d. h. solche, welche sich mit der Konzentration nicht verändern. Weiter wird aber gezeigt, daß man den Übergang zu veränderlichen Ionenbeweglichkeiten allgemeiner ansetzen kann, indem man jedem Ion einen spezifischen Veränderlichkeitskoeffizienten seiner Beweglichkeit zuschreibt, den es in alle Lösungen mitbringt. Die Theorie wurde unter diesen Bedingungen abgeleitet, und es ergeben sich dann mit der Konzentration veränderliche Überführungszahlen. Dieselben müssen um so stärker veränderlich sein, je größer der Unterschied in den Ionenbeweglichkeiten selbst ist. Letzterer Satz ist durch die Erfahrung bestätigt und liefert zum ersten Male eine Erklärung der tatsächlichen Verhältnisse bei KCl , dessen Ionen ungefähr gleich schnell wandern und dessen Überführungszahl mit der Konzentration kaum veränderlich ist. Auf Grund dieser Zusammenhänge war es möglich, das Material für das Kohlrauschsche Additivitätsgesetz neu zu berechnen und die aus den verschiedenen Salzen erhaltenen Einzelwerte für die jeweiligen gleichen Ionen systematisch miteinander zu verknüpfen. Die Rechnungen wurden durchgeführt an KCl , KBr , KJ , KNO_3 , KJO_3 , KClO_3 , KCNS , NaCl , NaNO_3 , NaJO_3 . Im Gegensatz zu früheren Behandlungen dieser Salze in bezug auf das Additivitätsgesetz erweisen sich unter dem Gesichtspunkt der Verknüpfung mit der Überführungszahl nicht alle diese Salze in gleicher Weise für die Berechnung der Ionenbeweglichkeiten als gleich geeignet. Eine Tabelle der Beweglichkeiten von K^+ , Na^+ und Cl^- -Ionen wurde aufgestellt. GAISSER.

Was. Šulejkin. Electric discharge on the surface of a solid electrolyte. Phys. Rev. (2) 18, 197—208, 1919. Es wird darauf hingewiesen, daß die gewöhnliche Erklärung

ür die Drosselwirkung einer Aluminiumanode, derzufolge die schlecht leitende auf hr vorhandene Oxydschicht erst durchbrochen wird, wenn die Spannung einen be-
timmten kritischen Wert erreicht hat, nicht zutrifft, weil schon bei weit tiefer
legenden Spannungen auf der Oberfläche der Anode glänzende Flecken auftreten und
ier und da kleine Gasblasen aufsteigen. Die Schicht wird somit bereits bei niedrigen
pannungen durchbrochen, die Durchbruchsstellen schließen sich dann aber sogleich
ieder, während oberhalb einer bestimmten Spannung eine derartige „Vernarbung“
icht eintritt, und es handelt sich hier um ein kinetisches, nicht um ein statisches
leichgewicht. Der Verf. hat den Vorgang mit dem von ihm schon früher (Arch.
c. phys. 1, 1918) benutzten „Modell“ einer Aluminiumelektrode untersucht, bei dem
iese durch mehrere parallel geschaltete Platindrähte von 0,1 mm Dicke ersetzt war,
ie bis auf eine Länge von 0,5 bis 0,75 mm in Glaskröpfchen eingeschmolzen waren.
ie freien Drahtspitzen übernehmen hier die Rolle der Durchbruchsstellen, das Er-
eichen der kritischen Spannung wird durch das Zerbrechen der Glaskröpfchen angezeigt,
nd kurz vorher tritt an der Einschmelzstelle ein blendend heller weißer Lichtblitz
uf. Eine kritische Spannung für die Entladung zwischen dem reinen Metall und
er Lösung existiert nicht, vielmehr werden oberhalb einer bestimmten Spannung die
n die Durchbruchsstelle angrenzenden Oxydschichten, die bisher als Isolatoren wirkten,
itend und beteiligen sich an der Entladung. Diese erfolgt nicht mehr auf dem
Vege Flüssigkeit-Metall, sondern auf dem Wege Flüssigkeit-Oxyd-Metall. Beide
ale erfolgt die Entladung in einer dünnen Gas-(Sauerstoff-) Schicht, im zweiten Falle
at sie die Form eines Lichtbogens, welcher die als Kathode wirkenden Ränder der
oxydschichten zur Weißglut erhitzt und rasch zerstört. Man kann diese Form der
Entladung künstlich dadurch hervorrufen, daß man einen metallischen Leiter, der als
anode dient, in einen Elektrolyten eintaucht und ihn unterhalb der Oberfläche mit
glas, Marmor, Email oder einem anderen sogenannten festen Elektrolyten berührt.
Die kritische Spannung $P_{krit.}$, bei der diese Entladung beginnt, hängt von der Kon-
zentration der Lösung und von der Zusammensetzung des Anions ab. Bezeichnet man
mit m die Anzahl von Grammäquivalenten im Liter, so gilt für alle untersuchten
Elektrolyte (Natriumhydroxyd, saures Natriumcarbonat, Ferrosulfat, Zinksulfat, Schwefel-
äure, Natriumchlorid, Ammoniumchlorid, Chlorwasserstoffäure) die Beziehung

$$A \cdot \log P_{krit.} + B \cdot \log m = C,$$

wo A , B und C positive Koeffizienten sind. Daraus folgt

$$P_{krit.} = \frac{a}{m^\beta},$$

wenn man $\frac{C}{A} = \log a$ und $\frac{B}{A} = \beta$ setzt. Von dem Dissoziationsgrad ist sonach $P_{krit.}$
unabhängig.

BÖTTGER.

Balth. van der Pol jun. A Method of Measuring without Electrodes the Conductivity at various points along a Glow Discharge and in Flames. Phil. Mag. (6) 38, 52–364, 1919. Eine Messung des relativen Leitvermögens an verschiedenen Stellen einer Glimmentladung oder in Flammen ohne eine Verwendung von Metallsonden ver-
liert deshalb ein wesentliches Interesse, da durch das Hineinbringen von Sonden in die Entladungsbahn oder in die Flamme starke Störungen auftreten können. Der Verf. gibt eine Methode zu einer solchen Messung an. Er untersucht dazu die Dämpfung, welche die Wellen in einem Lechersystem erfahren, wenn man zwischen die Drähte
den betreffenden Teil der Entladungsbahn oder der Flamme bringt. Die Energie-
dissipation ist bei großen Widerständen, bei denen die Resonanzlage konstant bleibt,

proportional dem Leitvermögen. Die Messung der im Lechersystem fließenden Ströme ergibt also ein relatives Maß für das Leitvermögen des Teiles der Entladung, der zwischen den Drähten sich befindet. Gemessen wurde die Variation des Leitvermögens in einer geschichteten positiven Säule, indem man das Entladungsrohr von der Kathode zur Anode 1 durch die Enden der Drähte des Lechersystems hindurchführte. Dabei mußte darauf geachtet werden, daß die Schwingungen so schwach und so gleichmäßig waren, daß sie die Entladung nicht verändern. Man erhält dann Kurven, die sehr schön das periodische Ansteigen und Abfallen des Leitvermögens beim Hindurchgehen durch jede Schicht zeigen. Bemerkenswert ist, daß im Gegensatz zur Querstrommethode, aber in Übereinstimmung mit J. J. Thomsons Kathodenstrahlsondenmethode, das kleinste Leitvermögen nahe an der hellsten Stelle der Schicht auftritt. Die Diskrepanz wird durch sekundäre Effekte bei der Querstrommethode erklärt. An Flammen wird nur gezeigt, daß das Leitvermögen wesentlich zunimmt, wenn die Flammen mit Salz beschickt werden.

FRANCK.

Edgar Meyer. Influence des impuretés sur le potentiel explosif dans l'air. C. R. Séance soc. suisse de phys. Berthoud le 10 mai 1919. Arch. sc. phys. et nat. (5) 1, 242—243, 1919. In einer vorhergehenden Arbeit hat der Verf. (diese Ber. S. 412) darauf aufmerksam gemacht, daß man, um konstante Funkenpotentiale in Luft zu erhalten, für jede Messung frisches Gas benutzen muß. Er vermutete, daß das Funkenpotential gegen kleine Verunreinigungen des Gases sehr empfindlich sei. Daher wurde jetzt der Einfluß kleiner Mengen von CO_2 , Hg und Wasserdampf auf das Funkenpotential untersucht. Es ergab sich, daß CO_2 bis zum Prozentsatz von 0,05 der Luft beigemischt, keinen merklichen Einfluß hatte, dagegen war der Einfluß von Quecksilber und Wasserdampf sehr stark. Z. B. ergab etwa 0,03 Proz. Wasserdampf bei einem Luftdruck von etwa 4 mm Hg eine Erhöhung des Funkenpotentials um 70 bis 80 Volt bei einer Funkenlänge von 4,93 mm. Quecksilberdampf von $1/1000$ mm Druck erniedrigt das Funkenpotential in Luft von 1 mm Druck bei der Funkenlänge von 4,93 mm um 30 Volt. Frisch abgedrehte Messing- und Silberelektroden haben anfangs ein Funkenpotential, das unter ähnlichen Bedingungen wie oben bis zu 54 Volt höher liegt als etwas gealterte Elektroden.

FRANCK.

Ernst Bräuer. Die kathodischen Vorgänge im Bogenstrom. Ann. d. Phys. (4) 60, 95—108, 1919. Für den Lichtbogen ist das Grundphänomen das Ausgehen von Elektronen von der heißen Kathode. Die Elektronenemission kann erfolgen durch glüh-elektrische Emission, durch Ionisation unter der Einwirkung der aufprallenden positiven Teilchen und durch Photoeffekt. Der letztere Vorgang liefert bei weitem nicht genug Elektronen und scheidet daher aus der Diskussion aus. Die glüh-elektrische Emission wird oft für die wichtigste gehalten, jedoch zeigt die aus der Richardsonschen Gleichung für die Temperatur der Kathode sich ergebende Stromdichte der Glüh-elektronen, daß sie nur etwa 1 Proz. der Stromdichte des Bogens beträgt. Dieser Anteil der Glüh-elektronen am Strom wird direkt experimentell bestimmt durch Messung der unmittelbar nach Verlöschen des Bogens bestehenden Leitfähigkeit mittels eines Oszillographen. Der so gemessene Strom ist in der Tat nur etwa 1 Proz. des Bogenstromes und steigt nur bei sehr heißer bzw. salzgetränkter Kathode bis zu 12 Proz. an. Ein glüh-elektrischer Strom gleicher Größenordnung wurde auch bei der Hg-Lampe festgestellt. Als Folgerung ergibt sich, daß der wichtigste Vorgang an der Kathode durch Stoßionisation bedingt ist. Überschlagsrechnungen ergeben jedoch, daß man zu falschen Werten der Stromdichte gelangt, wenn man annimmt, daß der Kathodenfall gleich der Ionisierungsspannung ist. In der Tat ist auch der Kathodenfall von Stark, Retschinsky und Schapoffnikof im Hg-Dampf gleich 5,25 Volt, d. h. fast in

Übereinstimmung mit dem Resonanzpotential des Hg-Dampfes gefunden. Bei dieser Geschwindigkeit der Elektronen ist eine Ionisation nur durch die Mehrfachstoß-Theorie zu deuten. Die relative Seltenheit der Mehrfachstöße erklärt die Diskrepanz der Überstetagsrechnung. Den Schluß bilden Anwendungen der Überlegung auf den Wechselstromlichtbogen.

FRANCK.

E. Briner et Ph. Naville. Action de la dépression sur la formation de l'oxyde d'azote au moyen de l'arc électrique. Journ. chim. phys. 17, 329—363, 1919. Helv. Chim. Acta 2, 348—352, 1919. Aus einem Gasbehälter, welcher Gemische von Stickstoff und Sauerstoff verschiedener Zusammensetzung enthielt, wurden diese zu der Entladungsrohre geleitet, wobei die Gemische durch Chlorcalcium teilweise oder durch Phosphor-pentoxyd vollständig von Wasserdampf befreit werden oder endlich unverändert zu der Entladungsrohre gelangen konnten. Die Entladungsrohren waren aus Glasröhren von 4 cm Durchmesser dadurch hergestellt, daß diese Röhrenstücke entweder an den beiden Enden durch eingeschliffene Glasstopfen verschlossen waren, oder daß sich diese Glasstopfen an den Enden von zwei in der Mitte der Röhre senkrecht zu ihrer Achse angeschmolzenen Röhrenstücken befanden. Durch jeden Glasstopfen war ein Platindraht hindurchgeführt, mit dessen in der Röhre befindlichen Teile die eigentliche Elektrode verbunden wurde. Alle Verbindungsrohren waren miteinander verschmolzen, so daß Gummiverbindungen vermieden wurden. Das vollständige Aufsammeln des entstandenen Stickstoffoxyds war wegen des verminderten Druckes im Apparat und wegen der großen Verdünnung der Verbindung schwierig; sie gelang durch Verdichtung des Gases in einem mit einem kleinen Rezipienten versehenen Schlangenrohr, welches mittels flüssiger Luft, durch die Wasserstoff hindurchperlte, auf -204° abgekühlt wurde. Die Bestimmung des Stickstoffoxyds erfolgte nach dem Verfahren von Schloßing, nachdem die Verbindung durch Einleiten in eine Lösung von Natriumsperoxyd in das Nitrat übergeführt worden war. Der zur Erzeugung des Lichtbogens dienende einphasige Wechselstrom der Straßenleitung (47 Perioden) wurde zunächst auf 50 bis 60 Volt Spannung transformiert, worauf er mittels eines Öltransformators auf die für die Entladung gewünschte Spannung erhöht wurde. In dem primären Stromkreise dieses Transformators befanden sich zwei Kurbelwiderstände und ein Schieberwiderstand, ferner ein Amperemeter und im Nebenschluß ein Voltmeter, welches die Spannung an den Enden des Transformators anzeigte; in seinen sekundären Stromkreis war die Entladungsrohre, ein Milliamperemeter und im Nebenschluß ein Braunsches Elektrometer eingeschaltet, welches die Spannung an den Enden der Entladungsrohre angab. Die Druckverminderung im Innern des Apparates wurde durch eine Wasserluftpumpe hervorgebracht.

Bei der Angabe der Versuchsergebnisse unterscheiden die Verff. zwischen der energetischen Ausbeute (Rdt), angegeben in Gramm Salpetersäure pro Kilowattstunde, und der auf die Elektrizitätsmenge bezogenen Stromausbeute (Q), angegeben in Gramm Salpetersäure pro Amperestunde. Erfolgt die Entladung in atmosphärischer Luft, so wird Rdt durch kleine Mengen Wasserdampf erhöht, oberhalb eines gewissen Gehaltes an Wasserdampf aber vermindert. Auch die Anwesenheit von Wasserstoff oder von Leuchtgas bewirkt namentlich bei Atmosphärendruck eine Verminderung von Rdt . Bei Anwendung glatt polierter Platinelektroden entsteht zunächst kein Stickoxyd. Beim längeren Gebrauch werden die Elektroden mattweiß und die Ausbeute steigt. Sollen sich die Elektroden in dem gleichen Zustande befinden, so müssen sie deshalb einer besonderen Vorbereitung unterworfen werden, die darin besteht, daß man zwischen ihnen etwa zwei Stunden lang, am besten bei niedrigem Drucke, die Entladung stattfinden läßt. Steigerung der Intensität des Entladungsstromes bewirkt eine Steigerung

von Rdt bis zu einem Maximum, welches eintritt, wenn die Platin-Elektroden lebhaft glühen; glühen die Elektroden schwach oder gar nicht, so ist die Ausbeute gering. Die Lage des Intensitätsoptimums scheint von dem Drucke wenig oder gar nicht abhängig zu sein. Druckverminderung ruft bald eine Erhöhung, bald eine Erniedrigung von Rdt hervor, das erstere namentlich bei stickstoffreichen Gemischen oder bei geringer Länge des Bogens. Die Werte von Q sind dagegen (außer bei sehr geringer Länge des Lichtbogens) regelmäßig kleiner, wenn der Druck geringer ist. Kurven, welche die Abhängigkeit von Rdt und von Q von dem Druck darstellen, wurden für Entladungen in atmosphärischer Luft und in einem Gasgemische mit 50 Proz. Sauerstoff aufgenommen. Die Kurve für Q sinkt in beiden Fällen bis zu einem Minimum, steigt dann an und sinkt abermals. Die Kurve für Rdt steigt erst wenig, sinkt dann bis zu einem Minimum und erreicht von diesem aus ein zweites Maximum, von dem aus sie ziemlich steil abfällt. Die Erscheinung ist sonach ziemlich verwickelt und scheint besonders von der Zusammensetzung des Gasgemisches und dem Elektrodenmaterial beeinflußt zu sein. Versuche, die mit Elektroden aus verschiedenem Material (Platin, Iridium, Nickel, Kupfer, Eisen) ausgeführt wurden, wobei als Stromstärke diejenige diente, bei der die Elektroden lebhaft glühen, zeigten, daß die beste Ausbeute ebenso wie die höchste Konzentration an Stickoxyd nicht immer bei dem aus gleichen Volumen der Gase bestehenden Gemische eintritt. Dies ist zwar beim Eisen oder Nickel der Fall, beim Platin beobachtet man aber das Maximum der Ausbeute bei einem Gemisch mit 80 bis 90 Proz. Stickstoff. Iridium und Kupfer nehmen eine Zwischenstellung ein. Unter sonst möglichst wenig verschiedenen Umständen kann man die Metalle, welche die Elektroden bilden, nach der Größe der mit ihnen erzielten Ausbeuten in der folgenden (absteigenden) Reihe ordnen: Platin, Nickel, Iridium, Kupfer, Eisen. Beim Platin, Iridium und Kupfer wird diese Ausbeute in einem Gemische mit überschüssigem Stickstoff, beim Nickel und Eisen in dem hälftigen Gemische erreicht.

Bei der theoretischen Deutung der Versuchsergebnisse nehmen die Verff. vielfach Bezug auf eine Arbeit von Briner und Baerfuss, Über den Einfluß der Druckverminderung auf die Entstehung des Ammoniaks (Helv. 2, 95, 1919; Baerfuss, Thèse, Genève 1919). Die hierbei beobachteten Eigentümlichkeiten zeigen sich auch beim Stickoxyd, indes weniger deutlich ausgeprägt, derart, daß es sich bei dieser Verbindung nicht mehr um eine wesentliche Erhöhung der Ausbeute, sondern nur um eine Verschiebung des Optimums der Ausbeute nach den stickstoffreichen Gemischen handelt. Die Erscheinung ist andererseits weniger allgemein, da sie nur auftritt, wenn die den Elektroden unmittelbar anliegenden Lichthüllen die Hauptrolle spielen, was bei sehr kurzem Lichtbogen zwischen einander gegenüberstehenden oder besser parallelen Elektroden der Fall ist. Zur Erklärung kann man auch hier annehmen, daß sich das Stickoxyd aus aktiven Teilchen (wahrscheinlich den Atomen) der beiden Elemente und nicht aus den Molekülen N_2 und O_2 bildet. Diese aktiven Teilchen werden durch die dissoziierende Wirkung des Lichtbogens auf die Moleküle der beiden Elemente in Freiheit gesetzt. Die größere Beständigkeit des Stickoxyds bei höheren Temperaturen, die eine Entstehung dieser Verbindung aus den Molekülen in dem Lichtbogen selbst durch eine Gleichgewichtsreaktion ermöglicht, erklärt die Verschiedenheiten, welche bei dieser Verbindung einerseits, dem Ammoniak andererseits beobachtet wurden. BÖTTGER.

R. Seeliger. Rutherford's neueste Arbeiten über den Atomkern. Jahrb. d. Radioaktivität 16, 292—302, 1920. KOSSEL.

A. Smekal. Spezielle Relativitätstheorie und Probleme des Atomkerns. Die Naturwissenschaften 8, 206—207, 1920. [S. 1022.] LENZ.

V. Lenz. Betrachtungen zu Rutherford's Versuchen über die Zerspaltbarkeit des Stickstoffkerns. Die Naturwissenschaften 8, 181—186, 1920. [S. 1023.] LENZ.

A. Kirsch. Über die Beziehung zwischen Zerfallskonstante und Reichweite und den Bau des Atomkerns. Die Naturwissenschaften 8, 207, 1920. [S. 1022.] LENZ.

V. E. Ruder. Detecting Defects in Metals with the X-Rays. The Iron Age 105, 1027—1028, 1920. [S. 1015.] BERNDT.

A. Berndt. Der Helligkeitsabfall radioaktiver Leuchtfarben. ZS. f. techn. Phys. 1, 102—107, 1920. [S. 1052.] BERNDT.

Paul Janet. Sur une analogie électrotechnique des oscillations entretenues. C. R. 68, 764—766, 1919. Die bekannten Pendelerscheinungen an einem von einer Haupttrommaschine gespeisten fremderregten Motor werden in Parallelle gesetzt zu ungedämpften Schwingungen in einem schwingungsfähigen Leitergebilde. Die Differentialgleichungen der erwähnten Erscheinungen werden aufgestellt und hieraus die Periode der Pendelung zu $T = 2\pi\sqrt{K/k^2} \cdot L$ berechnet. (K = Trägheitsmoment des Rotors, k = Konstante des Motors, die sich durch die Beziehung $EMK = k \cdot w$, wobei w die Winkelgeschwindigkeit des Motors ist, ergibt.) Die Größe K/k^2 entspricht der Kapazität des schwingenden Systems. ZICKNER.

C. Brunetti. Raggi X postcatodici. Cim. (6) 19, 88—98, 1920. Der Verf. bespricht zunächst die Erscheinungen bei der Emission von β -Strahlen seitens radioaktiver Substanzen und verweist darauf, daß das Auftreten von γ -Strahlen gewöhnlich nur als Begleiterscheinung von β -Strahlen beobachtet wird. In einigen wenigen Fällen wurden von Chadwick sehr schwache γ -Strahlen auch bei α -strahlenden Substanzen festgestellt.

Der Verf. überträgt nun diese Verhältnisse auf die Entladungerscheinungen an Kathodenröhren und stellt Versuche an, um festzustellen, ob auch in diesen mit der Emission von Kathodenstrahlen die Erzeugung einer Röntgenstrahlung parallel geht. tatsächlich beobachtet er eine durchdringende Strahlung an der Rückseite der entsprechend angebrachten Kathode, die nicht durch das Auftreffen reflektierter oder gestreuter Kathodenstrahlung hervorgerufen zu sein scheint. Er sieht darin eine weitere Stütze für den seit langem angenommenen Zusammenhang zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen und Ätherstrahlung. MEITNER.

August Hund. Bemerkungen über ein neues Verfahren zur Bestimmung der magnetischen Flußdichte und Permeabilität. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 13, 462—490, 1919. Es schon während des Krieges veröffentlichte Verfahren (Electr. World, 22. Mai 1915; Elektrot. u. Maschinens. 1917, 53) beruht auf folgendem: Ein Wechselstrom teilt sich in zwei gegeneinander geschaltete vollständig gleiche Wicklungen eines Differentialtransformators, also beispielsweise eines bewickelten Eisenringes, und wirkt somit zunächst nicht magnetisierend. Schaltet man jedoch in den einen Stromzweig die Wickelung des zu untersuchenden Versuchsringes, so wird die Symmetrie gestört, wonach der Ohmsche und der scheinbare Widerstand sowie die Phase des Stromes in dem betreffenden Stromzweige ändern sich, und es entsteht infolgedessen in dem Differentialtransformator ein pulsierender Induktionsfluß, den man mittels einer mit einem Vibrationsgalvanometer o. dgl. verbundenen Sekundärspule nachweisen kann. Dieser Induktionsfluß läßt sich aber dadurch wieder beseitigen, daß man in den Stromzweig eine meßbare, variable Selbstinduktion L und einen ebensolchen Widerstand r einschaltet. Eine vollständige Kompensation ist allerdings infolge der

durch den Eisenkern der Probe verzerrten Kurvenform des Magnetisierungsstromes nicht zu erzielen, wohl aber ein hinreichend scharfer Minimaleffekt.

Aus der erforderlichen Größe von Selbstinduktion und Widerstand kann man nun das Maximum der im Versuchsring pulsierenden Induktion \mathfrak{B}_{max} , die zugehörige Feldstärke \mathfrak{H}_{max} , die Permeabilität μ und auch den gesamten Wattverbrauch W_c berechnen, der sich durch Verwendung verschiedener Periodenzahlen des Wechselstromes in bekannter Weise in Hystereseverlust W_h und Wirbelstromverlust W_e zerlegen läßt, und zwar ergibt sich:

$$\mathfrak{B}_{max} = 0,7075 \frac{L_s \cdot J_{eff} \cdot 10^8}{N \cdot S} = k_1 L_s J_{eff},$$

$$\mathfrak{H}_{max} = \frac{0,4 \pi \sqrt{2} N J_m}{l} = \frac{5,57 N \cdot f L_s J_{eff}}{l \sqrt{(r_5 + r)^2 + (2 \pi f L_5)^2}} = \frac{k_2 \cdot f L_s J_{eff}}{Z},$$

und daraus

$$\mu = k_3 \frac{Z}{f};$$

endlich

$$W_c = W_h + W_e = \left[\frac{J}{2} \right]^2 \Delta r_c.$$

Hierin bezeichnet L_s den Selbstinduktionskoeffizienten in Henry, J die gesamte, durch das Differentialsystem fließende Stromstärke, N und S Windungszahl und Eisenquerschnitt des Prüfstücks, J_m den effektiven Wert der Magnetisierungskomponente des erregenden Stromes, f dessen Frequenz, l den mittleren Umfang des Eisenringes, r_s und r die Widerstände des Variometers und des Regulierwiderstandes, Z den Widerstandsoperator der Variometerwiderstandseinrichtung, Δr_c die durch den Wattverlust im Kern verursachte Widerstandszunahme des Prüfstücks; letztere wird dadurch bestimmt, daß man die Messung einmal mit und einmal ohne Eisenkern vornimmt.

Die ganze Methode soll hauptsächlich den Vorteil haben, daß sie sich bei allen praktisch vorkommenden Periodenzahlen anwenden läßt, also auch bei schnellen Schwingungen, wie sie die drahtlose Telegraphie gebraucht. Für letztere ist der vorliegende Aufsatz in erster Linie bestimmt und enthält deshalb auch noch eine Anzahl besonderer Hinweise, z. B. über die Widerstände und die Unterteilung der verwendeten Spulen usw.; von der Verwendung eines Eisenkerns im Differentialtransformator wird in diesem Falle abgesehen.

Über die Genauigkeit der Methode läßt sich leider kein Urteil gewinnen, da der Verf. kein Zahlenbeispiel und namentlich keinen Vergleich mit den Ergebnissen anderer Methoden beigelegt hat, was leicht möglich gewesen wäre, da für niedrige Frequenzen ja bei gut unterteilttem Material auch die statische Magnetisierung ohne weiteres herangezogen werden könnte. Jedenfalls scheint es nicht sicher, daß auch für höhere Feldstärken, bei denen der Magnetisierungsstrom außerordentlich starke Verzerrungen erleidet, das Verfahren hinreichend genaue Werte liefert. GUMLICH.

L. C. JACKSON. *Variably Coupled Vibrations Gravity-Elastic Combinations. Masses and Periods equal.* Phil. Mag. (6) **39**, 294—304, 1920. [S. 1013.] LÜBECK.

Max Abraham. *Die Spule im Strahlungsfelde verglichen mit der Antenne.* Jahrb. d. drahl. Telegr. **14**, 259—269, 1919. Die zunächst aufgestellten Differentialgleichungen für Spule und Antenne

$$L \frac{dJ}{dt} + R J + \frac{c^2}{C} \int^t J dt = F \frac{dH}{dt} \cos y$$

und

$$L' \frac{dJ'}{dt} + R' J' + \frac{c^2}{C'} \int^t J' dt = h E$$

(in denen E und H die elektrische und magnetische Feldstärke, L , C , J und R Selbstinduktivität, Kapazität, Stromstärke und Widerstand der Spule, die gleichen gestrichenen Buchstaben dieselben Größen für die Antenne, ferner h die Höhe der Antenne sowie F die Windungsfläche der Spule und den Winkel bedeuten, den die Achse der Spule mit dem Felde H bildet) ergeben, 1. daß sich mit Hilfe der Spule ohne weiteres die Richtung der Welle feststellen läßt, was bei der Vertikalantenne nicht möglich ist, und 2. daß die äußere Kraft (unter Berücksichtigung der Beziehung $E = cH$), welche auf die Spule wirkt, sich in der Phase von der auf die Antenne wirkenden unterscheidet, sowie daß bei einer Erhöhung der Frequenz oder der Dämpfung der Welle der Strom in der Spule stärker wächst als in der Antenne.

Bei ungedämpften Schwingungen ergeben die Lösungen der Differentialgleichungen im Falle der Resonanz, daß die Stromphasen von Spule und Antenne sich um $\pi/2$ unterscheiden, sowie daß die Amplituden dem Widerstande verkehrt proportional sind. Trennt man den Widerstand in Strahlungswiderstand und in im Detektor lokalisierten Ohmschen Widerstand, so findet man (Rüdenberg), daß die dem Detektor zugeführte Energie dann ihren Höchstwert erreicht, wenn beide Widerstände einander gleich werden. Für den Strahlungswiderstand der Spule ergibt sich, wenn n die Eigenfrequenz bedeutet: $R_s = \frac{4n^4 F^2}{3c^3}$ (während für die Antenne gilt: $R'_s = \frac{4n^2 h}{3c}$). Vergleicht man eine Antenne von der Höhe h und eine Spule von der Windungsfläche $F = h^2$, so folgt, daß der Strahlungswiderstand der Spule viel kleiner als der der Antenne ist. Ferner zeigt sich, daß es sowohl für die Antenne wie für die Spule einen Maximalwert der dem Detektor zugeführten Energie gibt, der von den Konstanten der Anordnung unabhängig ist und nur durch die Wellenamplitude und die Frequenz bestimmt wird. Eine Spule könnte hiernach den gleichen Wirkungsgrad wie eine Antenne haben, wenn es gelänge, den Ohmschen Widerstand der ersteren so zu verkleinern, daß er dem an sich schon kleinen Strahlungswiderstand (verglichen mit dem der Antenne) gleich würde.

Schließlich werden noch die Ausdrücke für die dem Detektor von der Antenne sowie von der Spule zugeführten Energiebeträge abgeleitet. Der Quotient der Energien für ungedämpfte und gedämpfte Schwingungen, welcher als Maß für die Störungsfreiheit anzusehen ist, ist der Dämpfungskonstanten verkehrt proportional, so daß es empfehlenswert ist, den Quotienten aus Widerstand und Selbstinduktion möglichst klein zu machen. Ein Vergleich der Formeln zeigt, daß die Spule aus zwei Gründen störungsfreier als die Antenne ist, 1. da die Dämpfungskonstante der Spule meistens kleiner als die der Antenne ist, und 2. wenn die Frequenz der ungedämpften Wellen größer ist als die Dämpfungskonstante der gedämpften, was in den meisten Fällen zutrifft.

v. STEINWEHR.

Karl Schmidt. Das Arbeiten der Mittelfrequenzmaschine auf den Löschfunkensender. Elektrot. ZS. 40, 562—564, 1919. Tönende Löschfunkensender geben gewöhnlich mit 1000 Funken/Sek., weil das Ohr bei Telephonempfang für diese Frequenz am empfindlichsten ist. Noch höhere Funkenfrequenzen wären erwünscht, weil man dadurch der stetigen Energieabgabe wie beim Senden mit ungedämpften Schwingungen näher käme, aber die Erwärmung der Funkenstrecke verbietet es. Die Hauptforderung ist die Erzielung eines reinen Tones, der aus Störungen gut heraus zu hören ist. Zu diesem Zwecke muß 1. die Funkenstrecke gut löschen, 2. der Funke genau einsetzen, 3. der Primärkreis mit dem Sekundärkreis so gekoppelt sein, daß die Antenne die größte mögliche Leistung aufnimmt.

Der ersten Forderung dienen die bekannten Löschfunkentrecken (am besten aus Silber), die nach den vorliegenden Erfahrungen sowohl planparallel, wie auch wulstförmig sein dürfen.

Der zweiten Forderung wird so genügt: Die Maschine, zu deren Klemmen U, V der Verf. eine Doppelspule parallel schaltet, arbeitet über eine veränderliche Drosselspule D auf den Eingangskreis des streuunglos gedachten Transformators Tr (Übersetzung u), der sekundär über die Spule L den Kondensator C des Stoßkreises ladet. Die Maschinenfrequenz soll bei jeder Sendewelle in Resonanz mit der Eigenfrequenz dieses ganzen Kreises sein. Zugleich soll die Maschinenspannung bzw. die Zahl der Funkentrecken bei F so gewählt sein, daß die Spannung an C genau bei der Amplitude zum Durchschlagen ausreicht.

Bei der Berechnung geht man so vor: Man ermittelt als Funktion des Erregerstromes aus Kurzschlußstrom J_k und Leerlaufspannung E die Selbstinduktivität der Maschine, z. B. $\nu = 480 \text{ sec}^{-1}$, $J_{err} = 1 \text{ A}$, $J_k = 15,2 \text{ A}$, $E = 184 \text{ V}$,

$$L_M = \frac{E}{2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot J_k} = \frac{184}{2 \cdot \pi \cdot 480 \cdot 15,2} = 4,04 \cdot 10^{-3} \text{ H.}$$

Zur Resonanz mit 480 Per./sec wäre primär eine Kapazität nötig

$$C = \frac{1}{w^2 \cdot L} = \frac{1}{(2 \cdot \pi \cdot 480)^2 \cdot 4,04 \cdot 10^{-3}} = 27,3 \cdot 10^{-6} \text{ F.}$$

Steht für den Stoßkreis ein Kondensator mit $C = 10000 \text{ cm} = \frac{1}{90} \mu \text{F}$ zur Verfügung, so wird die Übersetzung des Transformators

$$u = \sqrt{\frac{27,3}{\frac{1}{90}}} \approx 50.$$

Der genauen Toneinstellung dient meist ein Feldregler. Hiermit läßt sich erreichen, daß der Funke bei jeder Spannungsamplitude, oder bei jeder zweiten oder dritten usw. überschlägt, wobei der Ton entsprechend tiefer wird. Der Verf. hat hierbei Oszillogramme mit der Braunschen Röhre aufgenommen, an denen man das Aufschaukeln der Spannung und ihr Zusammenbrechen beim Funken sieht. Die Stromkurve erhält im Augenblick des Überschlags einen Knick, so daß die Fläche einer Halbwelle ohne Funken größer wird als die mit Funken. Dies zeigt ein Gleichstrommeßgerät durch Dauerausschlag an, und der Verf. hat hierauf einen „Tonkontroller“ aufgebaut, der bei reinem Ton eine ruhige Stellung einnimmt, bei kratzigem Ton infolge von Teilentladungen dagegen unruhig hin und her zuckt.

Das Einstellen der tiefen Töne erleichtert des Verf. Parallelrossel, deren Selbstinduktivität kleiner sein soll als die der Maschine.

Der gebräuchliche Überspannungsschutz zwischen den Maschinenklemmen U und V , zwei große Kondensatoren in Reihe, deren Mitte geerdet ist, wird als ungenügend bezeichnet und statt dessen empfohlen, die Klemme U zwischen Drossel und Maschine über einen Kondensator von einigen tausend Zentimetern, dagegen V unmittelbar zu erden.

Die am Schluß erwähnte Wattmeterschaltung bleibt unverständlich, da die Schaltbilder fehlen.

MÜHLBRETT

D. Coster. Über die Schaltungsweisen des Audions. Phys. ZS. 20, 579—584, 1919. Verf. behandelt vor allem die Senderschaltungen der Vakuumröhre, die er als Audion bezeichnet, und versucht die grundsätzlich verschiedenen Formen herauszuschälen, indem er die schwingende Röhre als Wechselstromerzeuger ansieht, die Differentialgleichungen aufstellt und die zwei Gesetze erhält:

A. Besteht eine generative Schaltung für eine bestimmte Frequenz, so kann man daraus andere Schaltungen ableiten, wenn man die Wechselwiderstände durch für die betreffende Frequenz gleichwertige Widerstände ersetzt, ohne etwas Grundsätzliches an der Schaltung zu ändern.

B. Auch können neue Schaltungen abgeleitet werden, wenn man die auftretenden Widerstände durch ihre konjugiert komplexen ersetzt.

Er unterscheidet zwei Arten von Schaltungen:

I. Direkte (das Gitter ist unmittelbar mit dem Anodenkreis verbunden),

II. Indirekte (das Gitter ist mittels wechselseitiger Induktion an den Anodenkreis gekoppelt).

Für jede Gruppe findet er zwei verschiedene Formen. Auch für Verstärker können die generativen Schaltungen mit Erfolg benutzt werden.

MÜHLBRETT.

Marie Anna Schirmann. Berechnung des Durchgriffs von Doppelgitterverstärker-röhren. I. Arch. f. Elektrot. 8, 441—446, 1920. Die von Max Abraham durch-geführte Berechnung des Durchgriffs von Eingitterröhren (diese Ber. 1, 281, 1920) wird auf Doppelgitterröhren übertragen. Als Kathode dient ein Draht vom Halbmesser k , als Anode ein konzentrischer Kreiszylinder vom Halbmesser b ; zwischen ihnen liegen zwei Gitter G_1 und G_2 , jedes bestehend aus n gleichen Drähten vom Halbmesser c , deren Mittelpunkte in gleichen Abständen auf ebenfalls konzentrischen Zylindern vom Halbmesser a_1 und a_2 liegen, wobei $a_1 > a_2$. Als „Durchgriff“ wird definiert $D = C_{14}/C_{34}$, wenn C_{14} die Kapazität der Anode gegen die Kathode, C_{34} die Kapazität des inneren, steuernden Gitters gegen die Kathode ist. Unter den Voraussetzungen, daß $(a_1/b)^n \geq 1$; $(k/a_2)^n \leq 1$; $n \cdot c/a_2 \leq 1$, wird

$$D = \frac{\ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right) \cdot \left[\delta_2 - \delta_1 - \ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right)\right] - (\gamma_1 \cdot \gamma_2 - \delta_1 \cdot \delta_2)}{\ln\left(\frac{b}{a_1}\right) \cdot \left[\ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right) + \delta_1\right] + \gamma_1 \cdot \ln\left(\frac{a_2}{b}\right)}.$$

Zur Abkürzung ist hierbei gesetzt:

$$\gamma_1 = -\frac{1}{n} \cdot \ln \frac{n \cdot c}{a_1}, \quad \delta_1 = -\frac{1}{n} \cdot \ln \left[1 - \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^n\right],$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{n} \cdot \ln \frac{n \cdot c}{a_2}, \quad \delta_2 = -\frac{1}{n} \cdot \ln \left[\left(\frac{a_1}{a_2}\right)^n - 1\right].$$

Ein Zahlenbeispiel zeigt die Anwendung der Formel.

MÜHLBRETT.

P. Lethuille. Les tubes à décharge électronique et leurs applications (suite). Le Génie civil 76, 432—435, 453—455, 472—475, 1920.

SCHEEL.

Ragnar Holm. Über die Benutzung der Wahrscheinlichkeitstheorie für Telephon-verkehrsprobleme. Arch. f. Elektrot. 8, 413—440, 1920. [S. 1012.] BUCHWALD.

Wilhelm Oelschläger. Zur Berechnung der Wendepole bei Gleichstrommaschinen. Elektrot. u. Maschinenb. 38, 261—266, 1920. Verf. gibt als Inhalt seiner Arbeit folgendes an:

Auf Grund bereits bestehender Kommutierungstheorien und im Anschluß an von ver-schiedenen Autoren gegebene Berechnungsmethoden werden durch die ausgiebigste Verwendung von Verhältnisgrößen zur Berechnung des Wendepolfluxes bei Gleich-strommaschinen Formeln für den praktischen Gebrauch aufgestellt, die zum Ziele haben, größte Einfachheit der Handhabung und Übersichtlichkeit des Aufbaues mit

weitgehendster Zuverlässigkeit auch in der Behandlung extremster Fälle in sich zu vereinigen.“

Die Kommutierungsspannung setzt sich zusammen aus der Reaktanzspannung und der EMK des Armaturquerfeldes. Zur Bestimmung der Reaktanzspannung mit Hilfe der von Arnold angegebenen Beziehungen ist es zunächst erforderlich, die Kommutierungszeit zu berechnen. Diese ergibt sich aus dem Kommutierungsweg und der Ankerumfangsgeschwindigkeit. Der Kommutierungsweg ist unter der Annahme gleichzeitiger Kommutation des gesamten in einer Nut befindlichen Stromvolumens abhängig von der Segmentteilung, der Bürstenüberdeckung, der Segmentzahl pro Nut, der Zahl der parallelen Stromkreise und der Zahl der Bürstenbolzenpaare. Die magnetische Leitfähigkeit der Streufelder der Nut, der Zahnköpfe und der Spulenköpfe werden berechnet und in Schaulinien dargestellt.

Für die EMK des Armaturquerfeldes ergibt sich ein ähnlicher Ausdruck wie für die Reaktanzspannung unter Berücksichtigung der dem Querfeld entsprechenden magnetischen Leitfähigkeiten, die ebenfalls graphisch dargestellt werden. Für die Kommutierungsspannung wird schließlich ein Ausdruck angegeben, der die Leiterzahl, die Segmentzahl, das spezifische Stromvolumen, die Umfangsgeschwindigkeit und einen Koeffizienten enthält, der unter Benutzung der Schaulinien leicht ermittelt werden kann. Hieraus läßt sich dann der Wendepolflux berechnen.

NEUMANN.

F. Niethammer. Drehstrommotoren mit Kurzschlußanker. Elektrot. u. Maschinenb. 37, 604—605, 1919. Es ist erstaunlich, daß Drehstrommotoren mit Kurzschlußanker in Mitteleuropa nur selten Verwendung finden trotz ihrer großen Vorteile, die in der Betriebssicherheit, Einfachheit und Billigkeit liegen. In England und Nordamerika sind sie viel verbreiteter in normalen Ausführungen bis 1000 PS, während die mittel-europäischen Elektrizitätswerke den Anschluß größerer Motoren mit Kurzschlußanker wegen der störenden großen wattlosen Ströme verweigern, und zwar nach Ansicht des Verf. zu Unrecht; es müssen selbstverständlich durch geeignete Mittel die hohen Anlaufströme vermieden werden. Dies kann durch einen Sterndreieckschalter geschehen, der zunächst die Anlaufspannung herabsetzt, oder durch einen ebenso wirkenden Anlaßtransformator. In Sternschaltung (beim Anlassen) ist dann der Strom nur etwa $\frac{5}{3}$ vom Vollaststrom (in Dreieckschaltung). Wenn man sich also auf den Standpunkt stellt, daß der Motor beim Anlauf höchstens so viel Strom verbrauchen darf, wie der größte in dem Netz zulässige Schleifringmotor, so müssen Kurzschlußankermotoren mit einer Vollastleistung von 60 Proz. der Schleifringmotoren zulässig sein.

Nun ist beim Anlauf mit reduzierter Spannung das Anzugsmoment des Kurzschlußankers klein; um es zu vergrößern, müßte der Widerstand des Ankers vergrößert werden. Nach Rüdenberg läßt sich dies dadurch erreichen, daß die Hautwirkung in den Leiterelementen des Ankers benutzt wird; durch geeignete Bemessung dieser Teile läßt sich für Stillstand ein zwei- bis vierfacher Widerstand gegenüber dem für volle Tourenzahl (kleine Schlußung) geltenden Gleichstromwiderstand erreichen. BOEDEKER.

George O. Squier. Multiplex Telephony and Telegraphy over open-circuit Bare Wires laid in the Earth or Sea. Science 51, 445—449, 1920. Es wird über Versuche berichtet, auf blanken, in Wasser oder auf feuchtem Boden ausgespannten Drähten mittels Hochfrequenz zu telefonieren. Auf der Empfangsseite werden diese Drähte an das Gitter eines Audions angelegt, dessen Kathode leer bleibt. Bei hinreichender Verstärkung ergab sich auf einer Leitung von etwas über 1 km Länge noch guter Empfang, bei einer Wellenlänge von 500 m. Nach Ansicht des Verf. eröffnen diese Versuche neue Aussichten für das Problem der Ozeantelephonie.

SALINGER.

H. Fassbender und E. Habann. Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie und -telegraphie längs Leitungen. II. Teil. Die Eignung der Freileitungen und Kabel für Hochfrequenzströme. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 15, 407—423, 1920. Die Formeln der Leitungstheorie werden für den Fall hoher Frequenzen erneut diskutiert; neue und ältere Messungen stehen mit den Ergebnissen in Übereinstimmung. SALINGER.

6. Optik aller Wellenlängen.

G. W. Moffitt. The importance of the nodal points in lens testing. Journ. Opt. Soc. America 4, 1—8, 1920. Bei der Untersuchung von Linsen auf der optischen Bank können dadurch Fehler im Resultat entstehen, daß die Lage der Knotenpunkte nicht berücksichtigt wird. Aus der Gegenstandsweite a , der Bildweite a' und dem „scheinbaren“ Abstand s' der Knotenpunkte wird ein Ausdruck für die Brennweite f abgeleitet in der Form

$$f = \frac{a a'}{a + a'} \left(1 - \frac{s'}{a - a'}\right).$$

Der Fehler, der im allgemeinen der Brennweite des Objektivs proportional ist, kann aber infolge der Lage der Knotenpunkte auch für kleinere Brennweiten merkliche Größen erreichen. Für ein Ross'sches Telecentric-Objektiv beträgt bei einer wahren Brennweite von 327,48 mm der Fehler 2,55 mm. Auch bei Bestimmung der außer-axialen Fehler eines Objektivs ist der Einfluß der Lage der Knotenpunkte zu berücksichtigen.

H. R. SCHULZ.

Pritschow. Die Helligkeit von Fernrohren. D. Opt. Wochenschr. 1920, 57—60. Ausgehend von dem durch die Fläche der Austrittspupille gemessenen Wert der Helligkeit eines Fernrohres wird ausführlich der Einfluß der Reflexions- und der Absorptionsverluste erörtert und an Beispielen eines holländischen und je eines Keplerschen Fernrohres mit Umkehrprismen und Umkehrlinsen erläutert.

CHR. v. HOFÉ.

Das pankratische Fernrohr. D. Opt. Wochenschr. 1920, 91—92. Ein pankratisches Fernrohr ist ein Fernrohr mit kontinuierlich variabler Vergrößerung. Die innere Einrichtung eines solchen Instrumentes wird beschrieben, und der Einfluß des Vergrößerungswechsels auf die Größe des Gesichtsfeldes erörtert.

CHR. v. HOFÉ.

W. F. Meggers and Paul D. Foote. A new microphotometer for photographic densities. Journ. Opt. Soc. America 4, 24—34, 1920. Der Apparat schließt sich eng an das von Burgess angegebene Mikropyrometer an (Bull. Bur. of Standards 9, 475, 1913). Die auszumessende Platte befindet sich auf dem Schlitten eines hinreichend vergrößernden Mikroskops und kann mittels Mikrometerschraube meßbar verschoben werden. Die Beleuchtung erfolgt durch eine gasgefüllte Wolframbandlampe. An der Stelle des reellen Bildes im Mikroskopibus ist ein Photometerlämpchen eingebaut, deren Faden als Einstellmarke und gleichzeitig bei Regulierung des Stromes als Helligkeitsmaß dient. Wird die Opazität O einer photographischen Platte mit O , die durchgelassene Intensität mit T , die einfallende mit J bezeichnet, so ist die Dichte D , wie üblich, gegeben durch

$$D = \log O = \lg \frac{J}{T}.$$

Um völlig definierte Verhältnisse zu haben und die Schwierigkeiten heterochromer Vergleiche auszuschließen, wird ein am Okular angebrachtes Filter mit einer durch-

gelassenen mittleren Wellenlänge von $650 \mu\mu$ verwendet. Die Eichung läßt sich dann leicht unter Verwendung eines schwarzen Körpers ausführen, dessen Temperatur optisch bestimmt worden ist. An Stelle der Stromstärke der Photometerlampe kann dann die Temperatur Θ des schwarzen Körpers eingeführt werden und es folgt unter Verwendung des Wienschen Gesetzes

$$D = \frac{c_2 \cdot \log e}{\lambda} \left(\frac{1}{\Theta_1} - \frac{1}{\Theta_2} \right).$$

Auch der rotierende Sektor kann zur Eichung benutzt werden. Es ist bei den Messungen, die sich auf die Auswertung von Cäsiumbogenspektren (geringer Spannung) bezogen, zunächst festgestellt worden, daß die Einwirkung zerstreuten Lichtes größer ist als die selektive Absorption der Schichten. Die gemessenen Dichten und die nach der üblichen zehnstufigen Skala geschätzten Linienhelligkeiten geben gute Übereinstimmung. Ferner sind die spektralen Empfindlichkeiten verschiedener Plattenarten gemessen worden unter Benutzung des Spektrums eines schwarzen Körpers von 1450°C .

Gegenüber den Angaben eines Polarisationsphotometers von Hartmann ergaben sich mit dem neuen Instrument Abweichungen im Sinne größerer Dichten. Es wird dies auf das diffuse Licht zurückgeführt, welches durch die diffuse Beleuchtung der Platte beim Hartmannschen Photometer entsteht. Die Ergebnisse waren gleich, wenn auch beim Mikrophotometer diffuse Beleuchtung durch zwei Schichten Mattglas verwendet wurde.

H. R. SCHULZ.

Léon et Eugène Bloch. Dispositif spectrographique pour l'étude de l'ultraviolet extrême. C. R. 170, 226—228, 1920. Verbesserung der früher benutzten Anordnung (Journ. de phys. 4, 622, 1914), um Spektraluntersuchungen im Schumann-Gebiet anzustellen. Der Vakuumspektrograph besteht im wesentlichen aus einem Flußspat-prisma konstanter Ablenkung vom Broca-Pellinschen Typus in Verbindung mit zwei Flußspatlinsen (Öffnung 28 mm, Brennweite 12 cm), welche sich zusammen mit den übrigen Spektrographenteilen in einem Bronzegusskasten von 2 cm Stärke befinden. Die drei Öffnungen (oberhalb des Prismas, gegenüber dem Fenster, sowie gegenüber der photographischen Platte) sind mit starken Messingplatten verschlossen. Die zweite Verschlußplatte ist mit einem Flußspatfenster versehen; diesem gegenüber (im Abstand von ungefähr 3 cm) werden in einer Röhre (durch welche ein langsamer Wasserstoffstrom unter Atmosphärendruck passiert) mittels eines Resonanzumformers die zur Untersuchung gelangenden kondensierten Funken erzeugt. Der Druck im Spektrographen wird mittels einer Gaedeschen Pumpe auf weniger als 0,000 001 mm gebracht. Eine besondere Anordnung gestattet die Verschiebung der photographischen Platte im Vakuum.

Bei den Untersuchungen wurden bei einer Expositionszeit von 5 bis 10 Min. neben dem Vergleichsspektrum das zu untersuchende aufgenommen (im Bereich von 1850 bis 1550 Å-E.); zum Vergleich dienten die Linien von Aluminium und Quecksilber, sowie das Stickstoffpaar 1494,8 bis 1492,8; nach Ausmessung mit dem Komparator wurden die unbekannten Linien durch hyperbolische Interpolation berechnet (Fehlergrenze bis zu 0,5 Å-E.).

SWINNE.

F. Hayn. Didaktisches zur Aberration. Astron. Nachr. 211, 17—22, 1920. Unter Vorausstellung der Erfahrungstatsachen, daß das Licht sich im leeren Raum geradlinig mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortpflanzt, und daß die Fortpflanzung unabhängig von der Geschwindigkeit der Lichtquelle ist, solange diese klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ist, wird der Betrag der Aberration unter Beschränkung

uf die Hauptglieder abgeleitet. Die Glieder der Reihe geben den Betrag der säkularen, der jährlichen und der täglichen Aberration. Es wird darauf hingewiesen, daß die Voraussetzungen für den Michelsonschen Interferenzversuch durch die Folgerungen aus obigen Voraussetzungen zu widerlegen sind. Sie genügen, um auf alle Fragen des Aberrationsproblems bestimmte Antworten geben zu können. Die Vorschriften zur Berücksichtigung der Aberration werden durch die Darlegungen nicht berührt.

H. R. SCHULZ.

Charles Cochrane. The Reflective Power of Pigments in the Ultraviolet. Proc. Edinburgh 35, 146—152, 1915. Da außer dem Silberfilter für Ultraviolett keine weiteren Filter für enge ultraviolette Bezirke bekannt sind, und eine Beleuchtung durch spektral zerlegtes Licht unter Verwendung eines Nickelspiegelspektroskops für größere Flächen eine zu geringe Intensität ergab, wurde mit Hilfe eines Cornuprismas ein Spektrum unmittelbar auf die zu untersuchende Fläche geworfen. Das diffus zerstreute Licht gelangte zu einem Quarzobjektiv, dessen Einzelglieder bei 30 cm Brennweite 2,2 cm Öffnung hatten, und erzeugte ein Bild der Fläche auf der photographischen Platte. Als Vergleichsobjekt diente weißes Kartonpapier. Die Lichtquelle war ein Eisenlichtbogen. Die erhaltenen Spektralbilder wurden in der Weise ausgewertet, daß mit Plattenstreifen von gemessener Schwärzung die jeweilige Schwärzungsdifferenz ausgeglichen wurde. Später wurde das relative Reflexionsvermögen für die mittleren Wellenlängen 445, 388, 322, 274 und 240 $\mu\mu$ durch Schätzung ermittelt. Es zeigte sich, daß für die meisten untersuchten Pigmente Ölfarben von Winsor und Newton, die in starker Schicht auf Holzstreifen aufgetragen worden waren) bei 240 $\mu\mu$ bedeutend stärkere Reflexion als für Kartonpapier vorhanden war, wobei die Gleichmäßigkeit der Reflexion für letzteres durch einen Kontrollversuch mit gemahlenem Quarz wahrscheinlich gemacht wurde. Zusammenhänge des beobachteten Reflexionsvermögens mit der chemischen Konstitution konnten nicht nachgewiesen werden.

H. R. SCHULZ.

A. H. Taylor. The measurement of diffuse reflection factors and a new absolute reflectometer. Journ. Opt. Soc. America 4, 9—23, 1920. Für die absolute Messung wird eine Art von Kugelphotometer benutzt, dessen Kugel für die Lichtquelle zwei am besten unter 90° liegende Ansatzrohre aufweist, ein zu beiden unter 90° liegendes Beobachtungsfenster und gegenüber der einen Lichteintrittsöffnung einen Ausschnitt von $1/10$ der Gesamtkugelfläche. Die Lichtquelle läßt nur ein schmales Bündel in die mit einem möglichst gleichmäßig diffus reflektierenden Anstrich versehene Kugel gelangen. Ist nun

die mittlere Helligkeit der inneren Kugelfläche bei unbedecktem Ausschnitt, die Helligkeit, wenn die Öffnung mit einer ebenen Platte vom Reflexionsfaktor m bedeckt ist,

die Helligkeit bei Abdeckung mit einer Platte vom Reflexionsfaktor m_x , so folgt

aus $\frac{b}{b_0} = K$ und $\frac{b_x}{b_0} = K_x$ der Wert von m und m_x , wenn die Größen des Kugelsegmentes, der Schnittfläche und der Oberfläche der Kugel bekannt sind. Der Vorteil dieses absoluten Reflektometers ist vor allem darin zu erblicken, daß es die Bestimmung des Reflexionsfaktors bei jeder beliebigen Fläche gestattet. Gegenüber früheren Versuchen absoluter Bestimmungen (Nutting, Lukiesh) ist die Methode von grundsätzlichen Fehlern frei. Sie liefert für frische Magnesiumcarbonatflächen in Übereinstimmung mit anderen Methoden einen Reflexionsfaktor von 99 Proz., während die alte Angabe des Bureau of Standards 88 Proz. war. Die Genauigkeit,

die mit wachsendem m_x steigt, ist für $m_x > 0,7$ so groß, daß der Fehler kleiner als 2 Proz. ist. Auch für Messungen über regelmäßige Reflexion ist der Apparat geeignet. Auf die Änderung des Reflexionsfaktors mit der Wellenlänge ist hingewiesen.

H. R. SCHULZ.

Franz Rother. Ein Versuch zur Demonstration des Rayleighschen Gesetzes. Phys. ZS. 21, 272—274, 1920. Ein vertikal gestelltes Glasrohr von 4 cm lichter Weite und mindestens 1,50 m Länge wird mit Mastixemulsion gefüllt (2 g Mastix in 550 ccm Alkohol gelöst und in Wasser gegossen, so daß das Gesamtvolume das Rohr ausfüllt), wobei die untere Öffnung durch eine Sammellinse von 15 bis 20 cm Brennweite verschlossen ist. Das von einer Bogenlampe kommende Licht wird durch einen Kondensor vereinigt und mit Hilfe eines unter 45° gestellten Spiegels in das Rohr projiziert, derart, daß das Bild der Lichtquelle in den Brennpunkt der das Rohr verschließenden Sammellinse fällt. Im Rohr zeigt sich dann die ganze Reihe der Farben des zerstreuten Lichtes. Durch Vorsetzen Hübelscher Gelatinefilter lassen sich die mittleren Wellenlängen ausblenden, so daß das Rohr unten blaues, oben rotes Licht zeigt.

H. R. SCHULZ.

Maurice Hamy. Sur un cas particulier de diffraction des images des astres circulaires de grands diamètres. C. R. 170, 1143—1149, 1920. Im Anschluß an eine frühere Mitteilung (diese Ber. S. 297) werden die Formeln für die Intensitätsverteilung im Beugungsbilde eines Sternes von größerem Durchmesser besprochen, wie es zustande kommt, wenn vor dem Objektiv des Fernrohres ein Spalt von der Breite a und der Höhe h sich befindet. Ist dann ε der halbe Durchmesser des Sternes (im Winkelwert), λ die Wellenlänge, so ist die Intensitätsverteilung durch die Parameter m und n bestimmt, wobei

$$m = \pi \frac{h \cdot \sin \varepsilon}{\lambda}, \quad n = \pi \frac{a \sin \varepsilon}{\lambda}.$$

Ist ferner φ der Winkelabstand eines Punktes vom Mittelpunkte des Sternbildes, so läßt sich die Intensitätsverteilung in der Form darstellen, daß man als Ordinate y das Verhältnis der absoluten Intensität eines Punktes in der Nähe der Grenze des geometrischen Bildes zu der absoluten Intensität am Rande des geometrischen Bildes, als Abszisse den Wert $\xi = \frac{m}{\pi} \left\{ \frac{\sin \varphi}{\sin \varepsilon} - 1 \right\}$ aufträgt.

Für diese Punkte, die überdies in der parallel zur langen Spaltseite liegenden Symmetrieachse angenommen werden, ist bei gegebenem Wert von n^2/m das Verhältnis y nur noch von h abhängig. Die Einheit, in der die Abszisse gemessen wird, entspricht dem Auflösungsvermögen.

Die Änderung von y in unmittelbarer Nähe des Randes des geometrischen Bildes wird ein Maximum, wenn $\frac{n^2}{m} = \frac{1}{2}$ wird; woraus folgt, daß die Begrenzung des

Bildes für diesen Fall am deutlichsten ist. Daher ist dieser Fall eingehender behandelt, zumal die Bestimmung des Durchmessers für die Untersuchung der Veränderungen des Sonnendurchmessers während des Auftretens von Sonnenflecken und für die säkulare Änderung von Bedeutung ist.

Nach Angabe einiger Zahlenwerte wird auch der Einfluß der Oberflächenhelligkeit der Sonne, die bekanntlich in der Mitte der Sonnenscheibe größer ist als am Rande, in Betracht gezogen und ein Verfahren beschrieben, welches erlaubt, experimentell aus dem Beugungsbild die wahre Größe des geometrischen Bildes zu ermitteln. Bei Benutzung einer die Intensitätsverteilung wiedergebenden Blende, welche durch eine

ylinderlinse abgebildet wird, ergibt das Bild die gleiche Intensitätsverteilung, wie es Beugungsbild der Sonne, und es kann daher durch Vergleich der Winkelabstand es optischen vom geometrischen Rande des Bildes bestimmt werden. H. R. SCHULZ.

Felix M. Exner. Über die Polarisation des Lichtes in der Landschaft. Met. ZS. 7, 113—116, 1920. Mit Ausnahme einer Unregelmäßigkeit bei Blickrichtung nach Ost und West läßt sich die für den blauen Himmel bekannte Verteilung der Polarisationsrichtung auch auf den unteren Teil des Gesichtsfeldes ausdehnen, da auch bei den von irdischen Objekten zurückgeworfenen Licht Polarisationserscheinungen gleicher Art, wie beim Himmelsgewölbe, nachweisbar sind. Die Polarisationsverteilung in der Landschaft wird aus der für den Himmel geltenden abgeleitet, indem die einzelnen Flächenelemente der irdischen Körper als reflektierend angenommen werden und ihr Einfluß auf die Polarisation des reflektierten Lichtes qualitativ ermittelt wird. Es zeigt sich, daß das Auftreten neutraler Punkte auch ohne Annahme sekundärer Diffusion durch Reflexion primär zerstreuten Lichtes an größeren Partikeln erklärt werden kann. Die Theorie des Verf. bedarf, ebenso wie diejenige von M. A. Schirmann (Ref. S. 974), die ebenfalls die Lage der neutralen Punkte ohne Voraussetzung sekundärer Diffusion abzuleiten suchte, noch weiterer Prüfung durch Versuche.

H. R. SCHULZ.

A. Gockel. Beiträge zur Kenntnis von Farbe und Polarisation des Himmelslichtes. Ann. d. Phys. (4) 62, 283—292, 1920. Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen, bei denen meist mit ziemlich breiten Spektralbezirken gearbeitet wurde, hat Verf. Messungen unter Benutzung Wrattenscher Gelatinefilter ausgeführt, und zwar wurden benutzt α (695 bis $682 \mu\mu$), β (668 bis $648 \mu\mu$), γ (633 bis $610 \mu\mu$), δ (607 bis $582 \mu\mu$), ε (561 bis $520 \mu\mu$), η (516 bis $467 \mu\mu$) und Θ (470 bis $432 \mu\mu$). Der Polarisationszustand wurde mit einem Martensschen Polarimeter ermittelt. Es zeigte sich, daß bei reiner Atmosphäre der Unterschied in der Polarisation verschiedener Farben in der Größenordnung der Beobachtungsfehler liegt. Höchstens ein schwaches Ansteigen der Polarisation zum Blau hin konnte bei klaren Tagen festgestellt werden. Bei dunstiger Luft nimmt die Polarisation des kurzweligen Teiles gegenüber dem langweltigen zu. Bezogen auf die mittlere Polarisation des weißen Lichtes, die mit 100 angenommen wurde, ergab sich

Filter	α	β	γ	δ	ε	η	Θ
Mittel klarer Tage	96	96	97	98	98	101	102
Dichte Dunstschicht	87	91	89	97	115	116	134

für Punkte, die im Sonnenvertikal 90° von der Sonne entfernt waren. Wo, wie in der Nähe der Sonne, durch Diffraktion nur wenig blaues Licht entstehen kann, überwiegt die Polarisation im Rot. Die Erklärung für das Auftreten eines Maximums der Polarisation auf die Anwesenheit von Teilchen zu stützen (Pernter und Nichols), deren Durchmesser groß gegenüber der Wellenlänge des blauen, aber klein gegen die des roten ist, wird als unhaltbar bezeichnet, zumal die in Betracht kommenden Teilchen der Atmosphäre wenigstens 6μ groß seien.

H. R. SCHULZ.

A. Gockel. Über den Unterschied der Polarisation des Himmelslichtes in der Ebene und im Gebirge. Met. ZS. 37, 116—119, 1920. Versuche über die Änderung des Polarisationszustandes des Himmelslichtes mit der Höhe über Meeresniveau in Höhen von 1760 bis 2500 m bestätigten, daß die Mittelwerte der Polarisationsgröße in

größeren Höhen größer sind als in der Ebene, daß aber die Maximalwerte die bei klarer Luft in der Ebene beobachteten nicht überschreiten. Die Mittelwerte für einen im Sonnenvertikal um 90° von der Sonne entfernt gelegenen Punkt schwanken zwischen 0,592 und 0,674. Für den gleichen Punkt ergab sich, daß mit steigender Sonnenhöhe eine Abnahme der Polarisationsgröße eintritt, wobei die Abnahme um so kleiner ist, je klarer die Luft ist. Die Beobachtungen, deren Maximalwerte (bei geringer Sonnenhöhe) Werte bis zu 0,760 ergeben haben, stehen teilweise im Widerspruch mit den Angaben von Dorno, was möglicherweise auf die Verschiedenheit der Beobachtungsmethoden zurückzuführen ist. Für den Himmelspol nimmt die Polarisation mit steigender Sonne von etwa 0,700 auf 0,600 ab. Höhere Werte ergeben sich bei Sonnenuntergang.

H. R. SCHULZ.

Walther Gerlach. Über die Größe der Stefan-Boltzmannschen Strahlungskonstanten. ZS. f. Phys. 2, 76—82, 1920. Gegen die Messungen von Kahanowicz (diese Ber. S. 352) wird eingewendet, daß sie 1. mit einem Empfänger gemacht sind, der prinzipiell Nachteile gegenüber dem von Paschen und Gerlach angegebenen enthält, daß 2. die die Strahlung abschirmende Klappe bei Bestimmung der Nullage der Thermosäule mit dem Empfänger verbunden ist, statt — wie allein richtig — zwischen Strahleröffnung und Strahlungsdiaphragma angeordnet zu sein, daß 3. keinerlei Absorptionsverluste der Strahlung im CO_2 - und H_2O -Gehalt der Luft berücksichtigt wurden, und daß 4. die σ -Werte nicht von der Entfernung Strahler-Empfänger und von der Temperatur des Strahlers unabhängig sind. Der Mittelwert der Messungen von Kahanowicz ist von 5,61 schätzungsweise auf 5,73 zu erhöhen.

Aus den Messungen von Coblenz und Emerson einerseits und von Gerlach andererseits wird gefolgert, daß beide Methoden innerhalb der Fehlergrenzen zum gleichen Wert führen, nämlich ohne Korrektion der Reflexionsverluste am Empfänger: Coblenz und Emerson: $5,684 \times 10^{-12}$, Gerlach: $5,74 \times 10^{-12}$, Differenz 1 Proz., mit der Coblenzschen Reflexionskorrektur 5,74 bzw. 5,80, so daß als wahrscheinlicher Wert zur Zeit $\sigma = (5,76 \pm 0,07) \times 10^{-12}$ Watt $\cdot \text{cm}^{-2} \text{grad}^{-4}$ anzunehmen ist, der auch mit den berechneten Werten aus $\frac{\Sigma}{\mu}, R_\infty, h$ usw. gut übereinstimmt (ber. 5,74—5,75).

GERLACH.

Walther Gerlach. Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe. Phys. ZS. 21, 299—300, 1920. Es werden nachträglich Versuche mitgeteilt, welche zeigen, daß die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe weder von der Feuchtigkeit der Luft noch von barometrischen Schwankungen in nachweisbarem Maße abhängt, während diese Faktoren mehrprozentige Schwankungen der Lichtstrahlung bedingen können. Der Grund wird darin gesehen, daß der Wasserdampfgehalt der Luft die Temperatur der Flamme herabsetzt, wodurch die Strahlung im Emissionsmaximum ($\lambda 1,6 \mu$) etwa dreimal weniger als die Lichtstrahlung (für $0,5 \mu$) herabgesetzt wird.

GERLACH.

W. Voege. Neue Apparate zur Strahlungsmessung. Phys. ZS. 21, 288—296, 1920. Die Mitteilung enthält Angaben über neue Thermoelementkonstruktionen zu Strahlungsmessungen, welche vom Verf. gemeinsam mit der Firma C. Zeiss, Jena ausgearbeitet wurden. Aufgabe war der Bau eines sehr empfindlichen Elementes niedrigen Widerstandes mit kleiner Empfangsfläche und geringer Trägheit. Das Thermoelement von Zeiss — es wird nicht angegeben, aus welchem Material es gebaut ist — hat eine sechs- bis achtmal größere Thermokraft als ein Eisen-Konstantanelement, einen Widerstand von 1 bis 3Ω . Weiter gesteigert wird die Empfindlichkeit durch einen kleinen Kugelspiegel, vor dem das Element ein wenig exzentrisch angeordnet ist, so daß nahe

der Lötstelle vorbeigehende Strahlen auf dasselbe noch konzentriert werden. Vakuierung erhöht die Empfindlichkeit beträchtlich nur dann, wenn die Elemente sehr dünnen Drähten bestehen, erhöht aber die Trägheit wesentlich. Die Einstellungszeit der neuen Elemente ist 2 bis 5 Sekunden.

Angaben nach sind Elemente und Thermosäulen von etwa gleicher Empfindlichkeit wie Bolometer erzielt worden. Ein normales Zeisselement mit Kugelspiegel und schwärzter Auffangefläche von 4 mm gab einen 2,4 mal größeren Ausschlag als eine übенssche Thermosäule mit 20 Elementen, 14 mm Auffangefläche und Konus. Mit lüssend geformtem, metallisch reflektierendem Auffangetrichter (nach Voeg, ZS. f. phys. u. chem. Unterricht, S. 287, 1913) läßt sich die Strahlungsempfindlichkeit eines Elementes auf das Vielfache steigern.

Die Figuren zeigen die handlichen Ausführungsformen, die jedem Spezialzwecke (Einzellement oder Säule, astrophysikalische, spektrometrische Messungen) entsprechend ausgeführt sind, und bei C. Zeiss, Jena, käuflich sind. GERLACH.

J. Groot. On the Effective Temperature of the Sun. Proc. Amsterdam **22**, 615—620, 1920. Es wird gegenüber A. Defant darauf hingewiesen, daß das Spektrum der Sonne viel zu stark von demjenigen des schwarzen Körpers abweicht, um die Temperatur eines die Sonne ersetzenen schwarzen Körpers definieren zu können, die man als effektive Temperatur zu bezeichnen wäre. Je nachdem man den Intensitätsverlauf für verschiedene Spektralgebiete mit demjenigen eines schwarzen Körpers identifiziert, erhält man ganz verschiedene Temperaturen. Dies erscheint aus Gründen der Sonnenkonstitution verständlich, da man verschiedenen Schichten der Sonne verschiedene Temperaturen beilegen muß. LENZ.

Henry J. S. Sand. On the Cadmium-Vapour Arc Lamp. Phil. Mag. (6) **39**, 678—679, 1920. [S. 1006.] BERNDT.

Heurlinger. Über Atomschwingungen und Molekülspektren. ZS. f. Phys. **1**, 82—91, 1920. [S. 1011.] LENZ.

Deslandres. Remarques sur la constitution de l'atome et les propriétés des spectres de bandes. C. R. **169**, 745—752, 1919; Berichtigung C. R. **169**, 1435, 1919. Die Arbeit steht einer gleichbetitelten Untersuchung des Verf. (C. R. **169**, 1365—1371, 1919) voraus, über die schon (diese Ber. S. 496) referiert ist. Sie enthält vorbereitende Versuche, das konstante Glied K der Bandenformel auf die ganzzähligen Vielfachen einer möglicherweise universellen Grundfrequenz 1062,5 zurückzuführen. Die theoretischen Betrachtungen des Verf. operieren mit klassischen Schwingungsvorstellungen, die unserer modernen Quantenauffassung der Spektralgesetze und der Konstitution des Atoms nicht entsprechen. LENZ.

Arthur H. Compton. The size and shape of the electron. Phys. Rev. (2) **14**, 247—259, 1919. Der vorliegende zweite Teil der Mitteilung behandelt die Absorption von Strahlen kurzer Wellenlänge. Allererst wird das Absorptionsgesetz für im Vergleich mit dem Elektronenradius große Wellenlängen λ in üblicher Weise aufgestellt, indem der totale Absorptionskoeffizient pro Atom $\frac{\mu}{\nu}$ (ν bedeutet die Atomanzahl im m^3 des Absorbens) gleich der Summe des Koeffizienten der Fluoreszenzstrahlungsabsorption $\frac{\tau}{\nu}$ und der Streuung $\frac{\sigma}{\nu}$ (beide aufs Atom bezogen) gesetzt wird: $\frac{\mu}{\nu} = \frac{\tau}{\nu} + \frac{\sigma}{\nu}$.

Nach Owen (Proc. Roy. Soc. (A) **94**, 522, 1918) ist $\frac{\tau}{\nu} = KN^4\lambda^8$, wobei N die Atomnummer des Absorbens und K eine Größe bedeuten, welche bis zur Erregungsgrenze der

Fluoreszenzstrahlung konstant, an dieser Stelle aber eine plötzliche Änderung erleidet. Durch Verknüpfung des von J. J. Thomson abgeleiteten Ausdrucks für die Absorption von im Vergleich mit den erregten Fluoreszenzstrahlen kurzen Doppelschwingungen mit der Moseleyschen Beziehung für die Wellenlängen der Fluoreszenzstrahlen kann das Owensesche Gesetz erhalten werden. Aus dieser Ableitung ist aber die begrenzte Gültigkeit dieses Gesetzes zu ersehen, indem es nicht für Eigenschwingungen von Elektronen im Absorbens gelten kann, welche vergleichbar oder kürzer sind, als die erregende Schwingung. Weiter gerät der so berechnete Wert des Koeffizienten K um einen Faktor von etwa 10 zu groß. Die Abänderung des Thomsonschen Ansatzes wird in der Richtung vorgenommen, daß die von einem Elektron aufgenommene Energie aus dem einfallenden Strahl nicht proportional dem Quadrat der dem Elektron erteilten Beschleunigung gesetzt wird, sondern durch einen Korrekturfaktor φ wird der Einfluß des Verhältnisses des Radius a des als biegsamen Ring betrachteten Elektrons zur Wellenlänge λ des absorbierten Lichtes berücksichtigt:

$$\varphi = \left[1 - 14,80 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + 93,60 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 - 306,69 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^6 + \dots \right].$$

Auch ist der von Barkla u. Dunlop (Phil. Mag. 31, 322, 1916) für leichtere Elemente und mäßig harte Röntgenstrahlen entsprechend der Thomsonschen Formel gegebene Ausdruck für den Streuungskoeffizienten $\frac{\sigma_0}{\nu} = \frac{8\pi e^4 N}{3 m^2 c^4}$ (c = die Lichtgeschwindigkeit)

mit einem Korrekturfaktor zu versehen. Dieser Ausdruck gilt allein für voneinander unabhängig streuende Elektronen, sowie für so große Wellenlängen, daß ihnen gegenüber die Elektronen als Punktladungen erscheinen. Die Berücksichtigung führt zu einem Korrekturfaktor, welcher auch vom Verhältnis des Radius a des Elektrons zur Wellenlänge λ abhängt:

$$\frac{\sigma}{\nu} = \frac{\sigma_0}{\nu} \left[1 - 29,61 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + 524,2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 - 5,398 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^6 + \dots \right].$$

Diese korrigierte Gleichung $\frac{\mu}{\nu} = k \varphi N^4 \lambda^3 + \frac{\sigma}{\nu}$ wird am gesamten experimentellen Material bezüglich der Absorption homogener Wellenlängen in Aluminium geprüft und in guter Übereinstimmung gefunden. Nach dem Verf. ist es daher unmöglich, die viel zu geringen Absorptionswerte sehr kurzer Röntgenstrahlen durch ein als Punktladung betrachtetes Elektron zu erklären. Für den Radius des als biegsamer Ring betrachteten Elektrons wird $(1,85 \pm 0,05) \times 10^{-10}$ cm berechnet.

SWINNE.

R. A. Houstoun. On a Possible Explanation of the Satellites of Spectral Lines. Proc. Edinburgh 36, 199—203, 1916. Nimmt man an, daß ein Oszillator eine bestimmte Wellenlänge aussendet und betrachtet den Fall, daß die Strahlung nur innerhalb eines begrenzten Zeitintervall es emittiert wird, so gibt die Fouriersche Zerlegung eine Verbreiterung des Wellenlängenbezirkes. Bei Voraussetzung einer periodischen Strahlung, die auf die Zeitintervalle $t = 0$ bis $t = l$ und $t = l + k$ bis $t = 2l + k$ beschränkt ist, während in der Zeit $t = l$ bis $t = l + k$ keine Strahlung erfolgt, ergibt sich eine Zerlegung der ursprünglichen Linie in fünf Komponenten. Die Untersuchung, die analytisch auf die gleichen Ausdrücke führt, wie sie bei Berechnung der Fraunhofer'schen Beugungerscheinungen auftreten, bietet eine Erklärungsmöglichkeit für das Auftreten der Satelliten von Spektrallinien. Der mögliche Einwand, daß die durch Interferenzversuche ermittelte ungestörte Emission von mehr als 540000 Wellenlängen der Hypothese widerspricht, wird als Hinderungsgrund für ihre Annahme nicht betrachtet. An Stelle der Unterbrechung der Emission kann auch ein Phasensprung als Ursache der Verbreiterung oder Aufspaltung auftreten (vgl. Rayleigh, Phil. Mag. 29,

74, 1915). Die Analogie mit den Fraunhofer'schen Beugungerscheinungen kann u einer experimentellen Prüfung der Hypothese dienen, indem Spaltbreite und Spaltabstand so eingestellt werden, daß die Struktur der Linien wiedergegeben wird.

H. R. SCHULZ.

V. H. Hicks. The Spectrum of Copper. *Phil. Mag.* (6) **39**, 457—481, 1920. Das kupferspektrum wird hier ähnlich diskutiert, wie es der Verf. mit den Spektren der leichten Gruppe, nämlich Gold und Silber, ausgeführt hat (diese Ber., S. 108, 564). Das Cu-Bogenspektrum ist von ähnlichem Bau, wenngleich sehr reich an Linien. Erst wird die Bestimmung der Grenzen der ersten und zweiten Nebenserie erörtert; unter Berücksichtigung von Summationslinien wird für die Seriengrenze von D_1 und D_{11} der Wert 31523,48 aufgestellt. Als Seriengrenze der Hauptserie P_1 wird 2306,25 erhalten; es wird eine Reihe von Kombinationslinien festgestellt, welche auf eine Aufspaltung einer normalen Serie in eine große Anzahl „verschobener“ Linien zurückgeführt werden. Hieran schließt sich eine Berechnung von Spektralserienkonstanten, wie des On-Wertes (gleich $146 \cdot 1419 - 0,006625 - 0,0022y$), sowie der Doppelbreite (248,44) für Kupfer. Eine ausführliche Diskussion der Fundamentalserien ergibt die Grenzen $F_1(\infty) = 28382,9$, $F_2(\infty) = 28410,0$. In einem Anhang werden einige Beispiele besprochen, welche gewisse, nach des Verf. Ansicht grundlegende Punkte der Spektraltheorie beleuchten. Der erste Punkt betrifft die sogenannte doppelte Verschiebung, deren Gesetze zurzeit noch völlig unbekannt sind. Die Behandlung der Frage wird dadurch erschwert, daß eine rein numerische Übereinstimmung zwischen einer vermuteten doppelten Verschiebung und einer Beobachtung nur dann Wert hat, falls die Übereinstimmung eine sehr nahe ist oder falls weitere Beweise vorhanden sind. Der zweite Punkt betrifft das erste Beispiel der Entdeckung einer neuen Summationslinienserie und bringt fernerren Beweis für das Ausfallen der normalen P -Serie bei Kupfer. Drittens wird weiter das mehrfache Vorkommen von $D(1)$ -Systemen oder von einzelnen solchen verschobenen belegt. Der vierte Punkt betrifft das Vorhandensein der komplizierten Systeme in einer Ordnung der F -Serie, bedingt durch Verknüpfung und sukzessive Verschiebungen in den Termen und Grenzen. Die numerische Diskussion muß im Original nachgesehen werden. SWINNE.

Paul W. Merrill. The Spectra of Krypton and Xenon in the Infra-Red. Abstract of a paper presented at the Pasadena meeting of the American Physical Society, June 19, 1919. *Phys. Rev.* (2) **14**, 271, 1919. Viele neue Linien fanden sich im Rot und Infrarot; die Messungen machen eine Analogie zwischen den Spektren der Edelgase Neon, Argon, Krypton und Xenon wahrscheinlich. LEVY.

Arthur S. King. The Electric Furnace Spectra of Metals in the Infra-Red. Abstract of a paper presented at the Pasadena meeting of the American Physical Society, June 19, 1919. *Phys. Rev.* (2) **14**, 270, 1919. Durch Sensibilisierung mit Dicyanin konnten die Spektren bis $\lambda = 9000$ festgehalten werden. So wurden bei verschiedenen Temperaturen des Ofens neue Linien im Infrarot für die Spektren von Fe, Ni, Cr, Ti, Ba, Sr und Ca gefunden, unter ihnen solche, die auch bei niedrigeren Ofentemperaturen intensiv sind, und solche, die relativ stärker sind als im elektrischen Lichtbogen. Die vom Verf. eingeführte Einteilung nach der Temperatur des Ofens, bei der die Linien auftreten, führte bei Ca, Ba und Sr zur Auffindung von Linien im untersuchten Gebiete, die die Anfangsglieder von Serien bilden. LEVY.

A. Perot. Sur la variation avec la pression de la longueur d'onde des raies des bandes du cyanogène. *C. R.* **170**, 988—990, 1920. Als Vorarbeit für eine Untersuchung über eine etwaige Verschiedenheit zwischen den Wellenlängen der von der

Sonne und der von irdischen Quellen ausgesandten Cyanbanden werden Wellenlängen in den Streifen $\lambda = 4197$ und 3883 \AA -E. bei Atmosphärendruck und bei 2 bis 3 cm Quecksilberdruck mittels des Interferometers verglichen. In einer Versuchsreihe wurde der durch die Änderung der Dicke des Etalons infolge Erwärmung verursachte Fehler durch Einschließen einer Messung in verdünnter Atmosphäre zwischen zwei solchen bei gewöhnlichem Druck abgeschwächt, in einer zweiten wurde dieser Fehler durch direkte Messung des Einflusses der Erwärmung auf den Durchmesser der Interferenzringe der grünen Linie des Quecksilberlichtes ganz ausgeschaltet. Die Messungen zeigen — mit einer Ausnahme — sämtlich eine Vergrößerung der Wellenlänge von im Mittel $1,6 \cdot 10^{-6}$ im luftverdünnten Raume gegenüber denen des bei Atmosphärendruck brennenden Lichtbogens, und zwar in beiden untersuchten Streifen dieselbe.

LEVY.

Arthur S. King and Paul W. Merrill. Recent Observations on Tube-Arc Spectra, Especially in the Infra-Red. Abstract of a paper presented at the Pasadena meeting of the American Physical Society, June 19, 1919. Phys. Rev. (2) **14**, 271, 1919. Die im „Röhrenbogen“ (Fortschr. d. Phys. **69** [2], 437—439, 1913) auftretenden Funkenlinien werden ins Ultraviolett und Infrarot verfolgt. Die Funkenlinien der Kohle sind hier kräftig entwickelt und schärfer als im Funken, so daß diese Erzeugungsart die beste Messung der Wellenlänge bietet. Im Infrarot zeigten sich viele Luftlinien, insbesondere auch das Sauerstofftriplet bei $\lambda 7770$.

LEVY.

Paul W. Merrill. A Study of the Relative Intensities of Spectral Lines in Different Regions of the Arc as Compared with their Behavior in Other Sources. Abstract of a paper presented at the Pasadena meeting of the American Physical Society, June 19, 1919. Phys. Rev. (2) **14**, 271, 1919. Die Spektrallinien des Eisens, des Kobalts und des Nickels erscheinen am positiven Pole kräftiger als an einer anderen Stelle des Lichtbogens, Funkenlinien treten nur am positiven Pole auf. Die Verstärkung der Linien am positiven Pole zeigt eine Beziehung zu der von King eingeführten Gruppierung nach der Temperatur des elektrischen Ofens, bei der die betreffenden Linien auftreten. LEVY.

G. A. Hemsalech. On the Excitation of the Spectra of Carbon, Titanium, and Vanadium by Thermoelectronic Currents. With special Reference to the Cause of Emission of Light Radiations by Luminous Vapours in the Carbon Tube Resistance Furnace. Phil. Mag. (6) **39**, 241—285, 1920. Der Verf. hatte beim direkten Vergleich der Eisenspektren einerseits in Flammen bei verschiedenen Temperaturen, andererseits in einem elektrischen Kohlewiderstandsofen bei entsprechenden Temperaturen, bei letzterem zwei durch verschiedene Erregungsarten bedingte Lichtemissionen festgestellt (Phil. Mag. **26**, 209, 281, 1918). Die einen (thermochemisch erregten) Spektren stimmen mit den Flammenspektren überein, während die andere Art beim Widerstandsofen über 2500° auftritt und durch die Gruppe bei $\lambda 4957$, sowie durch das Swansche Kohlenstoffspektrum besonders ausgezeichnet ist. Diese Spektrenart wird nach dem Verf. durch elektrische Teilchen sehr geringer Masse hervorgerufen, welche den dank der hohen Temperatur ionisierten Eisendampf durchsetzen (thermoelektrische Erregung). Zwecks Feststellung des Einflusses stärkerer elektrischer Felder auf das Emissionsspektrum der leuchtenden Dämpfe wurden verschiedene Typen von Plattenöfen untersucht, um eine Brücke von den Bedingungen im elektrischen Röhrenofen zu den im gewöhnlichen elektrischen Bogen herrschenden zu schlagen. Die vorliegende Arbeit behandelt nur die Leuchtwirkungen, welche der Thermoelektronenstrom beim Durchgang durch die Dämpfe in der Nähe einer einzelnen Graphitplatte hervorruft. So eine Platte ist gleichwertig einem der Länge nach aufgeschnittenen und in einer Ebene ausgebreiteten Röhrenofen. Alle Versuche wurden

unter Atmosphärendruck ausgeführt, bei ständiger Plattenerneuerung bei jedem neuen Versuch. Nach Vorversuchen wurden ziemlich kleine (10.1.37 mm), sprung-freie Platten aus Achesongraphit (mit zwei möglichst planparallelen Flächen) benutzt, welche sich durch relativ schwache (gewöhnlichen Akkumulatorenbatterien entnommene) Ströme auf die erforderliche Maximaltemperatur erhitzen lassen. Dabei muß zwecks Erreichung übereinstimmender Temperaturen die Platte stärker geheizt werden, als der entsprechende Röhrenofen. So betrug zur Erreichung von 2700° das Potentialgefälle längst der Platte ungefähr 5,8 Volt/cm gegenüber einem Gefälle von nur ungefähr 1 Volt/cm bei letzterem; hierdurch wurde eine geringe Lebensdauer der Platte bedingt. Der obere Teil der Platte wurde durch eine Schicht von Carborundumpulver gegen Wärmeverluste geschützt. Zur Temperaturbestimmung wurde ein Wannersches Pyrometer benutzt.

Bei der Deutung der Leuchterscheinungen unterhalb der Platte ist auf die von der heißen Platte aufsteigenden Konvektionsströme acht zu geben. Die Leuchterscheinungen wurden in der Weise beobachtet, daß ein Bild der Platte nebst Umgebung auf einem weißen Kartonblatt entworfen wurde. An dem unteren Plattenteil bilden sich bei zunehmender Temperatur gelbliche Dämpfe, auch steigt ein ununterbrochener Strom derselben von dem oberen Plattenteil aufwärts. Bei 2300 bis 2500° wird die Farbe der unteren, eine scharfe Begrenzung aufweisenden Dämpfe graublau, während die oberen gelblich gefärbt bleiben, nur unmittelbar über der Platte ist die Farbe östlich. Bei etwa 3000° tritt eine eigenartige Erscheinung auf, indem unterhalb der Platte, in unmittelbarer Berührung mit ihr, ein vom Verf. als „rote Franse“ bezeichnetes, scharf begrenztes, rosa gefärbtes Band auftritt. Diese rote Franse wird nach dem Verf. durch einen wahrscheinlich einen Teil des Heizstromes bildenden elektrischen Strom hervorgerufen; sie wird nicht nur durch die Plattentemperatur bestimmt, da sie durch magnetische Kräfte bei gleichbleibender Temperatur entstehen oder verschwinden kann. Der diese rote Franse erzeugende elektrische Strom ist völlig verschieden von dem Richardsonschen Thermoionenstrom, nicht allein bezüglich seiner Empfindlichkeit einem magnetischen Felde gegenüber, sondern auch bezüglich der hervorgerufenen spektroskopischen Wirkung; daher die neue Bezeichnung: Thermoelektronenstrom. Seine Wirkung in den wahrscheinlich aus Carbiden bestehenden ionisierten Dämpfen ist auf die unmittelbare Platten Nähe beschränkt wie die scharfe Begrenzung seiner Kohlenstoffbanden und Linien von Titan und Vanadin, sowie der charakteristischen roten Banden von sehr nebuligem Aussehen es zeigt. Die von der Plattentemperatur abhängige thermochemische Lichterregung zeigt nur allmählich bei Entfernung von der Platte verschwindende Linien und Banden der flüchtigen Metalle, wie Na, K, Ca, Sr, Al, Cr, Mn, Fe usw. Die allmähliche Entwicklung des Kohlenstoffspektrums bei thermoelektrischer Erregung geht umgekehrt wie bei chemischer Erregung. Es werden die Unterschiede der Graphitplatte gegenüber dem Röhrenofen erörtert; insbesondere die Veränderungen des Spektrums, welche die beim Übergang von der Platte zur Röhre sich ergebende Änderung der elektrischen Bedingungen nach sich zieht. Gewisse Unterschiede zwischen den Beobachtungen des Verf. und denen von King und anderer Forscher werden auf die nicht übereinstimmenden elektrischen Verhältnisse, insbesondere auf die Verwendung von Gleichstrom in einem, von Wechselstrom im anderen Falle zurückgeführt.

SWINNE.

David L. Webster, R. A. Millikan, William Duane, A. W. Hull. Phenomena in the ultra-violet Spectrum, including X-Rays. Science 61, 504—508, 1920. Nur Bericht, keine neuen Resultate.

WESTPHAL.

G. Berndt. Der Helligkeitsabfall radioaktiver Leuchtfarben. ZS. f. techn. Phys. 1, 102—107, 1920. Für die auch bei konstanter Alphastrahlung erfolgende Abnahme der Helligkeit radioaktiver Leuchtfarben gilt nach Rutherford

$$J/J_0 = 1/(A \cdot t) \cdot (1 - e^{-A \cdot t}),$$

wo J_0 die Anfangshelligkeit, J die Helligkeit zur Zeit t und A eine aus den Versuchsbedingungen zu berechnende Konstante bedeuten. Allerdings hat sich schon bei den Versuchen bei Marsden gezeigt, daß die berechneten und die beobachteten Werte von A nicht übereinstimmen und daß das Verhältnis beob./ber. mit wachsender Aktivität abzunehmen scheint.

An einer Reihe von Leuchtfarben mit Radiumgehalten von 0,2 bis 0,02 mg Ra/g Zinksulfid wurde nun über neun Monate die Helligkeit mit Hilfe einer Photozelle gemessen. Ihr Abfall läßt sich gut durch die Rutherford'sche Formel wiedergeben. Dabei hat sich aber, im Gegensatz zur Theorie, A nicht als linear abhängig vom Radiumgehalt erwiesen; es wächst vielmehr etwa nach einer Hyperbelfunktion damit an. Bei Leuchtfarben aus anderer Sidotblende, aber gleichem Radiumgehalt, hat A nur wenig andere (etwa um 5 Proz. abweichende) Werte. Dagegen klingen durch Verdünnen einer stärkeren Leuchtfarbe mit trockener Sidotblende hergestellte Leuchtfarben wesentlich langsamer ab, als gleich starke, die durch Vermischen einer wässrigen Radiumlösung geeigneter Konzentration mit Zinksulfid direkt hergestellt wird. Die Helligkeit von Leuchtfarben aus Mesothor + Radiothor nimmt, solange man die Änderung ihrer Alphaaktivität vernachlässigen kann, etwa ebenso ab, wie die einer gleich hellen Radiumleuchtfarbe. Dagegen ist der Helligkeitsabfall einer Radiothor-leuchtfarbe, selbstverständlich unter Berücksichtigung des in der Beobachtungszeit eingetretenen Zerfalls des Radiothors, etwas stärker als der einer gleich hellen Radiumleuchtfarbe.

Durch Extrapolation der Beobachtung nach der Rutherford'schen Formel ergeben sich für einige Leuchtfarben die folgenden Werte des Helligkeitsverlaufes:

mg Ra/g ZnS	0,2	0,025	0,001
Anfangshelligkeit in 10^{-6} HK/cm ²	22,0	2,75	0,11
Zeit 0 Jahre	100	100	100
$\frac{1}{2}$ Jahr	43,9	79,4	98,4
" 1 "	25,4	63,9	96,9
" 2 Jahre	12,7	43,9	93,8
" 5 "	5,1	20,5	85,5
			BERNDT.

Fritz Schröter. Betrachtungen über Lumineszenzlampen. Elektrot. u. Maschinenbau 38, 237—242, 251—257, 1920. (Diese Ber., S. 853.)

LOEBE.

B. Gudden und R. Pohl. Zur Kenntnis des Sidotblendenphosphors. ZS. f. Phys. 1, 365—375, 1920. Die Änderung der Dielektrizitätskonstante von Gieselschem Zinksulfid (Sidotblende) unter der Einwirkung von spektral zerlegtem Licht (Quarz-Flußspat-Optik, Hg-Lampe, Thermosäule) wird dadurch gemessen, daß die bei Bestrahlung erfolgende Kapazitätsänderung eines kleinen mit dem Kristallpulver gefüllten Kondensators durch die Änderung der Frequenz in einem mit Elektronenröhre betriebenen Schwingungskreise bestimmt wird, dessen Resonanz mit einem Schwingungskreise meßbar variabler Frequenz durch Auslösung der Schwingungen im Telefon eingestellt wird. Es zeigt sich, daß die Dielektrizitätskonstante dünner Pulverschichten sich auf den doppelten Betrag erhöhen läßt. Der Effekt steigt in monochromatischem Licht langsamer als proportional der Lichtintensität bis zu einem Sättigungswert. Diese Erscheinung deuten die Verff. dahin, daß am Sättigungspunkt ein Gleich-

gewichtszustand zwischen einer die Kapazität erhöhenden und einer sie zerstörenden Wirkung des Lichtes eintritt. Der Effekt ist spektral stark selektiv, bei $390\text{ }\mu\mu$ sechsmal größer als bei 300 und $460\text{ }\mu\mu$, und ist nicht identisch mit den aktinodielektrischen Leitfähigkeitserscheinungen. SEEMANN.

E. Warburg. Quantentheoretische Grundlagen der Photochemie. ZS. f. Elektrochem. 26, 54—59, 1920. [S. 1011.] LENZ.

J. Baillaud. La méthode de l'échelle de teintes en photométrie photographique. C. R. 170, 1230, 1920. BAISCH.

Anton Kallan. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 131. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 12. Über die Lage des Fumar-Maleinsäuregleichgewichtes in der durchdringenden Radiumstrahlung und über die Wirkung von letzterer und von ultraviolettem Licht auf wässrige Lösungen von Harnstoff, Benzoesäure und Ameisensäure. Wien. Anz. 1920, 139—140. Es wurden keine sehr verschiedene Titerabnahmen (gedeutet im Sinne von Entstehen von Acrylsäure) bei Gemischen von Fumar- und Maleinsäurelösungen beim Bestrahlen mit 80 bis 110 mg Ra (im Laufe von 2000 bis 3000 Stunden) und mit dem Quarzquecksilberlampenlicht erhalten. Beim Einwirken der gleichen Agenzien auf eine molare wässrige Harnstofflösung fand eine feststellbare Beeinflussung des spezifischen Gewichtes, des Brechungsexponenten und der Umwandlungsgeschwindigkeit in Ammoncyanat nicht statt. Beide Strahlenarten verursachen Titerabnahmen (ohne Oxalsäurebildung) in wässrigen Ameisensäurelösungen; in Benzoesäurelösungen — Bildung von Ameisensäure, Oxalsäure nebst reduzierenden Stoffen; wirksam ist nur Licht unterhalb 0,34 sec. SWINNE.

P. R. Kögel. Über die Verwendung der Blütenfarbstoffe für die Farbenphotographie. Photogr. Korrespondenz 57, 86—91, 1920. Rose, Veilchen, Rittersporn u. a. erzeugen ihre verschiedenen Farben mit demselben Farbstoff. Viele dieser Farbstoffe sind Benzopyrilliumverbindungen, von denen R. Willstätter eine Gruppe näher untersuchte, die Autocyane, deren optische Verschiedenheit nur durch Ort und Zahl der Hydroxyl- und Methoxylgruppe bedingt ist. Die an sich lichtechten Autocyane können durch Sensibilatoren relativ sehr lichtempfindlich gemacht werden. Merkwürdigerweise sind gerade die Abbauprodukte solcher Blütenfarbstoffe gleichfalls gute Sensibilatoren, auch solche, die durch Licht abgebaut werden. Die besten derartigen Sensibilatoren, das o- und p-Anetol werden jedoch vom Thiosinamin weit übertroffen. Der Wert der Autocyane dürfte darin zu suchen sein, daß sie Aussicht bieten, ein photographisches Ausbleichverfahren auf sie zu gründen, das ist eine Farbenphotographie, die auf spektral selektiver Bleichung der verschiedenen Farbstoffe beruht. SEEMANN.

J. Buder. Zur Kenntnis der phototaktischen Richtbewegungen. Jahrbücher f. wiss. Botanik 58, 105—220, 1919. Die häufig geäußerte Auffassung, daß frei bewegliche Algenzellen oder sonstige Mikroorganismen ein „Optimum der Helligkeit“ aufsuchen, trifft nicht zu; Verf. meint, daß Organismen, die nicht wie wir mit bilderzeugenden Augen begabt sind, ja auch von der Helligkeitsverteilung im Raum gar keine Kenntnis haben könnten. Ausschlaggebend für die Phototaxis ist ausschließlich die Richtung des einfallenden Lichtes. In diese Richtung stellen sich die Versuchsobjekte ein, und in ihr schwimmen sie — zu der Lichtquelle hin oder von ihr weg, je nach Umständen. Läßt man zwei Lichtbündel senkrecht aufeinander einfallen und variiert das Intensitätsverhältnis, so findet man, daß die Schwimmrichtung genau mit der Resultierenden des Vektorparallelogramms zusammenfällt, wie es schon Ewald, ZS. f. Sinnesphysiol. 48, 1913, an kleinen Krebschen beobachtet hat. G. RABEL.

H. M. Brayton. Illuminating Devices in the Great War. An Account of Aerial Lighting Devices & Their Development from 1914 to the Armistice. The Optician 58, 57—61, 1919. Beleuchtungseinrichtungen spielten eine große Rolle im Kriege. Zu Beginn desselben hatten die Deutschen einen großen Vorsprung, während die Alliierten sich große Mühe gaben, auf die Höhe der Situation zu gelangen. Viele Errungenchaften auf diesem Gebiete wären nicht mehr in Aktion getreten. Die Beleuchtungseinrichtungen werden in drei Klassen geteilt: 1. Gewehrlichter, 2. Beleuchtungsfallbomben und 3. Leuchtgranaten. Die Gewehrlichter bestehen aus einem Leuchtkörper auf einem Stahlschaft und Fallschirm und brennen ungefähr 30 Sekunden. Der Gebrauch nutzt die Gewehre sehr stark ab und sie konnten nur auf ganz geringe Distanzen verwendet werden.

Die Beleuchtungsfallbombe wurde vom Luftschiff oder Flugzeug verwendet. Die Bedingungen für die Konstruktion sind verhältnismäßig einfach und wurden viele Konstruktionen in Gebrauch genommen. Im allgemeinen bestanden sie aus einer Stahl- oder Aluminiumhülle, welche den Fallschirm und die Leuchtmasse enthielt. Zünder verschiedener Konstruktion dienten zur Entzündung der Zündschnur. Die Länge der Zündschnur war in den meisten Fällen veränderlich.

Leuchtgranaten bildeten das meist gebrauchte und erfolgreichste Mittel — worunter wieder die Fallschirmgranaten den ersten Rang einnahmen, während die normale Leuchtgranate dort, wo eine intensive, kurze Beleuchtung gewünscht wurde, wirkungsvoller war.

BOYKOW.

A. Forster. Vom Kienspan bis zur Quecksilberdampflampe und dem Teslamlicht. Vortrag, gehalten vor den Mitgliedern der schweizerischen Bundesversammlung, sowie zweimal vor dem Bernischen Hochschulverein. Bern, R. Dech & Co. Verlag, 1920. Nach einer kurzen, etwas poetischen Einleitung, in der der Verf. über die Bedeutung des Lichtes im Pflanzen-, Tier- und Menschenleben spricht, und von den gewaltigen Energien, die von der Sonne durch das Sonnenlicht auf die Erde übertragen werden, und hier im Laufe der Jahrtausende aufgespeichert sind, wirft er die Frage auf: „Worin besteht das Wesen des Lichtes?“ Er führt die einzelnen, im Laufe der Zeiten aufgestellten Theorien an, die Emissions- oder Emanationstheorie, die Huyghenssche Undulationstheorie, die elektromagnetische Lichttheorie Maxwells und ihre neuere Ergänzung durch die Elektronentheorie. Dabei werden alle Hypothesen kurz, aber klar angedeutet und auf die Schwächen der einzelnen Theorien wird ebenso wie auf ihre wesentlichen Unterschiede voneinander hingewiesen.

Nachdem der Verf. näher auf die Elektronentheorie eingegangen ist, und klargelegt hat, daß die Lichtschwingungen nicht durch die Bewegungen der Atome selbst, sondern durch die der Elektronen ausgelöst werden, stellt er die zweite Frage: „Unter welchen Umständen entsteht Licht?“ Als Antwort nennt er die Lumineszenz- und die Temperaturstrahlung, von denen die letztere bis heute fast ausnahmslos zur technischen Lichterzeugung dient. Der Verf. führt nun die im Laufe der Zeiten benutzten Beleuchtungssarten an, von den alten Öllampen, Kerzen und Petroleumlampen bis zum heutigen Gaslicht und zum elektrischen Licht. Bei den elektrischen, als Temperaturstrahler wirkenden Glühlampen verweilt er noch etwas länger, um zum Schluß noch kurz auf die elektrische Lumineszenzstrahlung einzugehen.

W. LOEBE.

Konrad Norden. Zur Messung von Schatten. Zweite Abhandlung. ZS. f. Beleuchtungswesen 26, 73—77, 1920. Verf. gibt zunächst eine Definition des Begriffes der Schattenbildung und legt so die Grundlage für die Aufgabe, meßtechnisch die Schattenbildung zu bestimmen. Im Hauptteil geht er dazu über, den Einwand zu widerlegen, daß der zu Meßzwecken auf einer Skala entworfene Schatten nicht eindeutig bestimmt

ei, sondern von der Art der Abblendung abhänge. Er zeigt, daß man bei derartigen Messungen drei Fälle unterscheiden müsse, nämlich den Fall der „punktformigen Lichtquelle“, den der „zerstreuten Beleuchtung“ und den Fall der „Beleuchtung durch flächenartige Lichtquellen“, und gibt die bei jedem Fall einzuhaltenden Bedingungen. So legt er in einfachen mathematischen Überlegungen die Konstruktionsprinzipien fest, nach denen man die Einrichtungen zum Entwerfen von Schatten bei jeder Schattenmessung treffen muß.

W. LOEBE.

J. Ondracek. Ein Weg zum Studium und zur Projektierung der Innenbeleuchtung. Elektrot. u. Maschinenb. 38, 273—277, 1920. Wenn man die Beleuchtungsstärke an einer bestimmten Stelle eines Innenraumes berechnen will, so muß man drei Faktoren berücksichtigen: einerseits die Beleuchtung, die von der Lichtquelle direkt auf die betreffende Stelle fällt, andererseits die von den diffus reflektierenden Wänden, und endlich die von der ebenfalls diffus reflektierenden Decke kommende Strahlung. Der erste Faktor läßt sich nach dem quadratischen Entfernungsgesetz leicht berechnen. Den nächsten Faktor rechnerisch zu ermitteln, ist außerordentlich schwer, da in den seltensten Fällen das Reflexionsvermögen der Wände auch nur annähernd richtig beurteilt werden kann. Hier wendet man zweckmäßig ein rechnerisch-experimentelles Verfahren an. Die Berechnung des letzten Faktors, der von der Decke ausgehenden Beleuchtungsstärke, ist in der vorliegenden Arbeit durchgeführt.

In einer rein theoretischen Betrachtung berechnet der Verf. die Beleuchtungsstärke des diffus von einer beliebig gestalteten Decke ausstrahlenden Lichtes. Sie ist wenig abhängig von der Aufhängehöhe der Lichtquelle selbst, stark abhängig dagegen von der Form der direkten Ausstrahlung gegen die Decke der Armatur und von den Abmessungen, besonders der Höhe des Raumes. Dabei wächst die Gleichförmigkeit der diffusen Beleuchtung mit abnehmender Höhe.

W. LOEBE.

Erwin Schrödinger. Farbenmetrik. ZS. f. Phys. 1, 459—466, 1920. Nachdem gezeigt wird, wie sich die farbenphysiologischen Grundtatsachen in die Darstellung durch die affine Geometrie eines räumlichen Vektorbüschels einfügen, wird versucht, eine Metrik in diese Darstellung einzuführen dadurch, daß als Maß der Ähnlichkeit zweier Farben das Längenelement ds der geodätischen Linie zwischen zwei Farbpunkten angesehen und so festgesetzt wird, daß ds denselben Zahlenwert anzunehmen hat für jedes eben unterscheidbare Farbenpaar. Aus neueren Versuchen über die Additivität der Helligkeiten und auf Grund des Fechnerschen Gesetzes ergibt sich ein Ansatz für ds , der ohne weitere Zusatzannahme auch den spektralen Verlauf der Farbenunterschiedsempfindlichkeit qualitativ wiedergibt und eine Reihe anderer Erfahrungstatsachen zu verstehen lehrt.

Näheres nach Erscheinen des angekündigten ausführlichen Artikels in den Annalen 1920.)

K. W. F. KOHLRAUSCH.

Chr. v. Hofe. Apparat zur Prüfung der Sehleistung bei Nonuseinstellung. ZS. f. techn. Phys. 1, 85—90, 1920. [S. 1008.]

v. HOFE.

Lionel Laurance. The True Action of Lenses in Ametropia. The Optician 58, 147—154, 1919. Ausgehend von dem Ausdruck für die Brennweiten und Hauptpunktsentfernungen eines aus zwei Teilsystemen bestehenden optischen Systems, untersucht Verf. die Wirkungsweise eines Brillenglases auf ein myopisches oder hypermetropisches Auge, wenn das Brillenglas im vorderen Brennpunkt des Auges oder davor bzw. dahinter aufgestellt ist. Liegt Achsenametropie vor, und ist ein Hypermetropenauge durch ein in seinem vorderen Brennpunkt aufgestelltes Konvexglas auskorrigiert, so ist dasselbe Auge über- oder unterkorrigiert, je nachdem das Glas weiter oder weniger

weit vom Auge entfernt ist als der Brennpunkt. Ist ein Myopenauge durch ein in seinem vorderen Brennpunkt stehendes Konkavglas auskorrigiert, so ist dasselbe Auge unter- oder überkorrigiert, je nachdem das Brillenglas vom Auge weiter oder weniger weit entfernt ist als der Brennpunkt. Ferner kommt Verf. zu folgenden bekannten Resultaten: Befindet sich im vorderen Brennpunkt eines Auges ein Brillenglas von der Brennweite F , so fällt der vordere Brennpunkt der aus Brillenglas und Auge bestehenden Kombination mit dem vorderen Brennpunkt des Auges zusammen; die vordere bzw. hintere Brennweite der Kombination ist gleich der vorderen (F_1) bzw. hinteren (F_2) Brennweite des Auges; der hintere Brennpunkt der Kombination verschiebt sich um den Betrag $\frac{F_1 \cdot F_2}{F}$ nach rechts oder links, je nachdem das vorgesetzte Brillenglas negativ oder positiv ist. Ist ein Myopenauge für die Ferne korrigiert, so ist die Größe des Netzhautbildes gleich, kleiner oder größer als beim normalen Auge, je nachdem das korrigierende Brillenglas im vorderen Brennpunkt des Auges, davor oder dahinter steht. Ist ein Hypermetropenauge für die Ferne korrigiert, so ist die Netzhautbildgröße gleich, kleiner oder größer als beim normalen Auge, je nachdem das Brillenglas im vorderen Augenbrennpunkt, dahinter oder davor steht.

HINRICHS.

Charles Higgens. The Relation of General Medicine to Ophthalmology. The Optician 59, 145—146, 1920.

HINRICHS.

G. F. Alexander. The Aphakic Eye. The Optician 59, 201, 1920.

HINRICHS.

W. Swaine. Effectivity Charts and the Solution of Lens Problems. Precision on Spectacle Adaptation. Neutralization. The Optician 59, 190—195, 1920.

HINRICHS.

I. W. Haughey. Practical Observations on Refraction. The Optician 59, 123—126, 1920.

HINRICHS.

Robert Minturn. Accommodation in Astigmatism. The Optician 58, 99—100, 1919. Verf. behandelt die Brillenbestimmung für das astigmatische Auge.

HINRICHS.

Rayner D. Batten. Ophthalmic Physicians and the Advancement of Ophthalmology. The Optician 58, 199—202, 1919.

HINRICHS.

7. Wärme.

L. F. Richardson. Measurement of Water in Clouds. Proc. Roy. Soc. (A) 96, 19—31, 1919. Da die ersten Angaben, auf welchen eine Wetterprognose basiert, um vollständig zu sein, auch den Wassergehalt der Wolken enthalten müssen, und Beobachtungen in dieser Richtung spärlich sind, soll hier gezeigt werden, was in dieser Hinsicht geschehen kann. Drei Wolkentypen können gemessen werden.

I. Wolken, in die ein Beobachten eintreten kann. Verschiedene Beobachter, namentlich Conrad und Wagner, haben den Wassergehalt in Wolken auf Bergen gemessen. Das Material ist summarisch in Hanns Meteorologie, 3. Aufl., S. 306, enthalten.

II. Wolken, durch welche der Umriß der Sonne gesehen werden kann und welche so eine Corona bilden.

III. Gleichförmige Stratuswolken, vorausgesetzt, daß auf irgend eine Weise die Größe der Teilchen gemessen werden kann.

Dünne Wolken! — Das Spezialphotometer, mittels welchem die Verringerung der Helligkeitsdifferenz am Sonnenrande durch Wolken gemessen wurde, besteht aus einem Kasten, in welchem das Sonnenbild durch eine mit Irisblende versehene Linse auf ein Blatt starkes weißes Papier geworfen wird. Das Papier wird von rückwärts durch eine elektrische Lampe, mit Ausnahme eines kleinen runden Fleckes in der Mitte erleuchtet. Dieser Fleck wird mit dem Sonnenbild in Koinzidenz gebracht. Durch verschiedene Stellung der Irisblende, oder durch Einführung von lichtabsorbierenden Vorlagen, kann die Helligkeit auf gleich gebracht werden. Das Instrument ist bei unbewölkter Sonne bei gleicher Zenitdistanz geeicht. Um Schwierigkeiten, die aus der Farbendifferenz der beiden Lichtquellen entstanden, zu vermeiden, wurde das Papier durch ein Stück Kupferrubinglas betrachtet.

Man nehme einen Lichtstrahl an vom Querschnitt 1 cm^2 und einer Länge dl , angekommen sei eine Anzahl n von Teilchen pro cm^3 . Sämtliche Teilchen seien von gleicher Größe und sei A die Querschnittsfläche eines als rund vorausgesetzten Teilchens. Dann wird innerhalb dl der Teil $A \cdot n \cdot dl$ der Strahlungsenergie, durch Reflexion, Refraktion oder Absorption verdeckt. Beugung dürfte das Resultat im Falle sehr kleiner Partikelchen beeinflussen, aber die normalen Wolkenteilchen haben einen etwa zehnmal größeren Durchmesser als die Wellenlänge des Lichtes und wurde bis jetzt die Beugung vernachlässigt. Ist J die Helligkeitsdifferenz am Sonnenrande im direkten Strahl, so ist im vorliegenden Falle

$$dJ = - J A n \, dl.$$

Wird $A n$ als konstant angenommen, so ergibt Integration

$$\log J/J_0 = - A n l,$$

wo l die Länge des Strahles ist, mit welcher er durch die Wolke hindurchgeht und J_0 die Initialdifferenz der Helligkeit.

$$A n \text{ ist andererseits } \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{\text{Teilenvolumen im Luftvolumen}}{\text{Teilchendurchmesser}} \right).$$

J/J_0 ist eine Art Messung der Kontrastempfindung zwischen Objekt und Umgebung, welches einen mehr oder weniger feststehenden Wert erreichen wird, wenn l sich der Sichtbarkeitsweite eines terrestrischen, durch einen Nebel gesehenen Objekts nähert. Dies scheint mit dem von W. Trabert gefundenen Resultat übereinzustimmen, nach welchem die Sichtbarkeitsweite für einen bestimmten Wassergehalt proportional dem Durchmesser des Teilchens ist. Ebenso besteht Übereinstimmung mit der Beobachtung von Aitken, daß das Produkt der Sichtbarkeitsweite mit der Anzahl von Staubteilchen pro Volumen bei fixer Feuchtigkeit annähernd konstant ist, aber größer wird, wenn die Teilchen größer werden durch die Kondensation auf ihnen.

Die Gleichung wird ferner unterstützt durch die Beobachtung von Conrad und Wagner betreffend den Wassergehalt gewisser Wolken, wenn die Daten mit den Durchmessern der Wolkenteilchen ihrer Messungen verglichen werden. Ihre Beobachtungen ergeben die Formel

$$\frac{\text{Sichtbarkeitsweite} \cdot \text{Wasservolumen pro Wolkenvolumen}}{\text{Durchmesser des Wolkenteilchens}} = 2,9 \dots$$

Diese Zahl, in die obere Gleichung eingesetzt, würde bedeuten, daß Conrad und Wagner ein Objekt gerade als unsichtbar erkannten, wenn J/J_0 zu $l^{-3/2} \cdot 2,9 = 1/77$ wurde. Bezeichnet man mit ξ die Zenitdistanz der Sonne, so wird nach einigen Umformungen $\log n J/J_0 = - \frac{3}{2} \sec \xi$ (entsprechender Regenmenge, gemessen in Teilchendurchmessern). Hier ist J die Helligkeitsdifferenz am Sonnenrande durch die Wolken gesehen und J_0 für die umwölkte Sonne.

Besteht die Wolke aus einer Mischung von Teilchen verschiedener Größe, welche durch ihre Querschnittsflächen $A_1 A_2 A_3 \dots$ dargestellt werden und wenn $n_1 n_2 n_3 \dots$ diesbezügliche Teilchen pro Luftvolumen sind, dann wird

$$dJ = -J(A_1 n_1 + A_2 n_2 + A_3 n_3 \dots) dL.$$

Aus Berechnungen der Corona kann man die verschiedenen Teilchendurchmesser bestimmen.

Für diese Schrift ist angenommen, daß sämtliche Tröpfchen einer Größe sind. Die Beobachtungsresultate sind: man konnte mit bloßen Augen merkliche Trübung des Sonnenlichtes annehmen, wenn $J/J_0 = 0,7$ wurde, das ist also für dünnte Cirren. Am anderen Ende der Skala war die Sonnenscheibe gerade noch durch Stratuswolken sichtbar, wenn $J/J_0 = 1/10000$ wurde. Die Werte für Durchmesser von Teilchen nach Coronabeobachtungen von Perner schwanken zwischen $0,5 \cdot 10^{-3}$ cm und $2,0 \cdot 10^{-3}$ cm.

Wolkengattung	Teilchenvolumen pro Horizontalfläche
	Teilchendurchmesser
Dünner Cirrus	0,07
Sehr dünner Cirrus	0,3, 0,3
Cirrus oder Cirrus-stratus	0,04
Sehr dünner Cirrus-stratus	0,06, 0,2, 0,8, 0,3, 0,5, 0,3, 0,8, 0,6, 0,4
Dünner Cirrus-stratus	0,4, 0,8
Cirrus-stratus (normal)	0,6
Cirrus-cumulus	0,8, 0,9, 2,1
Alto-cumulus	0,5
Stratus (Sonne sehr getrübt, aber noch wahrnehmbar)	2,5
Stratus (Sonnenscheibe gerade noch sichtbar)	4,1

Es muß nochmals darauf aufmerksam gemacht werden, daß die Beugung berücksichtigt werden sollte, ehe man sich auf diese Resultate stützt.

III. Dicker Stratus. Für gleichförmige Stratus macht man schon mit den Augen eine rohe Unterscheidung auf den Wasserinhalt durch die Ausdrücke schwer, finster, dunkel usw. Der Apparat für die photometrische Messung wurde folgendermaßen hergestellt. Ein Keil auf Löschpapier wurde in einer geschwärzten Zigarrenkiste, wo er durch ein kleines, mit Gelatine bezogenes Loch beobachtet werden konnte, angebracht. Die zwei Seiten des Keiles wurden beleuchtet durch zwei Löcher mit Irisblenden. Auf diese Weise konnte die Lichtstärke eines kleinen Firmamentausschnittes gemessen werden. Das Licht, welches eine gewisse Bodenfläche beleuchtet, muß gleich sein dem Licht, das eine gleiche Wolkenfläche verläßt, wenn die Wolke von gleichmäßiger Helligkeit ist und die Zerstreuung durch die dazwischenliegende Luft vernachlässigt werden kann. Ebenfalls unter Vernachlässigung der Zerstreuung ist das Licht, welches auf die obere Oberfläche der Wolke fällt, proportional dem Kosinus der Zenitdistanz der Sonne. Auf diese Weise wurde gefunden, daß ein Strato-nimbus normalen Aussehens $1/4$ des auf seine obere Oberfläche fallenden Lichtes durchließ.

Es wird in Anlehnung an Schusters Theorie der Strahlung durch neblige Atmosphäre die Gleichung entwickelt:

$$\frac{S \cos \zeta}{E_i} = \nu 2 \{ 1 + (1 - B) \int_0^{\theta} C d\theta \}.$$

ierin bedeutet $E_i/S \cos \zeta$ denjenigen Teil des einfallendes Lichtes, welcher durch e Stratuswolke hindurchgeht und beobachtet werden kann, B das Reflexionsver-ögen der Erdoberfläche, C ist ein zusammengesetzter Ausdruck und Teil der strahlung, welcher seine vertikale Komponente durch Zerstreuung umgekehrt hat — so Längeneinheit. Er setzt sich aus verschiedenen Konstanten zusammen und wird schließlich 0,0599 $A \cdot n$ und

$\int C d h$ über die Wolke genommen =

$$\frac{3}{2} \cdot 0,0599 \cdot \frac{\text{Flüssigkeitsvolumen pro Horizontalfläche der Wolke}}{\text{Teilchendurchmesser}} \text{ dies} = \\ \left(\frac{S \cos \zeta}{\nu^2 E_i} - 1 \right) \frac{1}{1 - B'}$$

B. von einem Strato-nimbus, von dem am Nachmittag des 24. Mai 1918 Regen fiel, wurde durch photometrische Messung mit rotem Licht von der Wellenlänge 0,6—0,8 mikron gemessen, daß

$$\frac{S \cos \zeta}{E_i} = 4,0,$$

as Reflexionsvermögen des grasigen Bodens betrug 0,15, durch Einsetzung dieser aten in die Formel kommt eine Flüssigkeitsmenge pro cm^2 einer Wolke von . Wolkentropfendurchmessern heraus. Entwicklungsmöglichkeiten liegen in der enutzung der Fredholmschen Integralgleichung; eine Methode zur Messung von Folkentröpfchen scheint gleichfalls nötig. BOYKOW.

Erwin Bauer. Die Definition des Lebewesens auf Grund seiner thermodynamischen genschaften und die daraus folgenden biologischen Grundprinzipien. Naturwissen- haften 8, 338—340, 1920. Bauer wendet sich gegen die Auffassung, die in den Lebewesen nichts anderes sieht als komplizierte Maschinen. Allerdings sind die Sätze der Thermodynamik an den Organismen erfüllt, aber doch in ganz besonderer Weise. In Lebewesen unterscheidet sich von einer gewöhnlichen Maschine oder einer Uhr dadurch, daß es ständig aus der Umgebung Energie aufnimmt, unterscheidet sich er auch von einem Wasserfall dadurch, daß die aufgenommene Energie Zustands- änderungen bewirkt, die gegen die Richtung des Gleichgewichts stattfinden. Verf. meint sogar schließen zu können, daß sämtliche von der Umgebung aus zugeführten Energie restlos in Energieformen verwandelt werden, die gegen den Eintritt eines Gleichgewichtszustandes arbeiten. G. RABEL.

Endwig Berényi. Prüfung der Polányischen Theorie der Adsorption. ZS. f. phys. nem. 94, 628—662, 1920. [S. 1018.] SCHAMES.

Wilhelm H. Westphal. Messungen am Radiometer II. ZS. f. Phys. 1, 431—438, 20. Die in einer früheren Arbeit (diese Berichte, S. 715) gefundene Symmetrie der Kurve, welche die Abhängigkeit des Radiometerausschlages vom Logarithmus des Gasdruckes darstellt, wird zwischen Drucken, die sich etwa wie 1:100 verhalten, durch weitere Versuche bestätigt. Eine kleine Abweichung von der Symmetrie tritt erst bei einem Druck von etwa 0,001 mm Hg auf. Bezeichnet R den Radiometer- ausschlag beim Druck p , R_0 den maximalen Ausschlag, p_0 den dazu gehörigen Druck, werde die Funktion

$$\frac{R}{R_0} = f \left(\log \frac{p}{p_0} \right)$$

„Radiometerfunktion“ bezeichnet. Der Verlauf der Radiometerfunktion ist bei den berüchteten Radiometern, die bei höherem Druck einen negativen Radiometereffekt

zeigen, naturgemäß nicht symmetrisch. Er wird jedoch symmetrisch, wenn man den relativen Radiometerausschlag R/R_0 als Funktion von $\log \frac{p+\pi}{p_0+\pi}$ darstellt, wobei π eine je nach der Dicke der Berußung verschiedenen große Konstante darstellt. Die Radiometerfunktion stimmt bei dem gleichen Radiometer für verschiedene Gase überein; sie ist bei verschiedenen Radiometern nicht sehr erheblich verschieden. Die Wellenlänge der auf das Radiometer fallenden Strahlung ist innerhalb des sichtbaren Gebietes ohne Einfluß auf die Radiometerfunktion. Das Maximum des Radiometereffekts liegt in Wasserdampf bei tieferem Druck als in Luft. Im Zusammenhang mit früheren Versuchen deutet dies darauf hin, daß das Maximum des Radiometereffekts bei einem um so tieferen Druck liegt, je größer die Anzahl der Atome im Gasmolekül ist.

WESTPHAL.

Henri Muraour. Comparaison des températures d'explosion calculées à partir des chaleurs spécifiques et des températures d'explosion calculées à partir des pressions explosives. C. R. 169, 723—726, 1919. Bei Explosionsversuchen, die mit Tolite (?) angestellt wurden, hat der Verfasser die Temperatur nach verschiedenen Methoden berechnet: nämlich aus den spezifischen Wärmern, wie sie von Mallard und Le Chatelier, Sarrau und von Schreber angegeben werden; sodann aus den bei der Explosion auftretenden Drucken nach gewissen älteren manometrischen Tabellen und nach neueren französischen Tabellen, die einerseits vom Zentrallaboratorium der Marine und andererseits vom Zentrallaboratorium der Pulverfabriken herausgegeben sind. Bei einer Explosionstemperatur, die dünne Platindrähte zum Schmelzen brachte, lieferten die alten manometrischen Tabellen und die spezifischen Wärmern von Mallard und Le Chatelier Werte unterhalb 1700°, die also beträchtlich zu tief liegen. Die aus den Schreberschen spezifischen Wärmern und den neueren manometrischen Tabellen abgeleiteten Werte führten bis zu 2700° zu übereinstimmenden Temperaturen.

HENNING.

H. Groot. On the Effective Temperature of the Sun. Proc. Amsterdam 22, 615—620, 1920. [S. 1047.] LENZ.

C. Dieterici. Zum Problem der Zustandsgleichung. Ann. d. Phys. (4) 62, 75—94, 1920. Aus den Beobachtungsdaten über die kritischen Isothermen von Isopentan (Young) und von Kohlensäure und Äthylen (Amagat) leitet Verf. her, daß für das Volumen v_m , bei welchem

$$\frac{\partial p}{\partial v} = -\frac{p}{v},$$

also die kritische Isotherme die differentiale Boylekurve (Schames, Ann. d. Phys. 57, 322, 1918) schneidet, die empirische Beziehung gilt

$$v_m : v_k = 0,6912 = \ln 2.$$

Nach der van der Waalschen Zustandsgleichung würde für dies Verhältnis 0,75 und nach der Zustandsgleichung des Verf. $[p(v-b) = RT e^{-a/v}]$ 0,656 gelten. Ähnliche Abweichungen werden für das Minimum von $\partial p/\partial v$ auf T_k gefunden. Des weiteren wird der Spannungskoeffizient $(\partial p/\partial T)_v$ und die aus ihm berechnete Energieänderung betrachtet. $\partial p/\partial T$ ist stets größer als p/T (jedoch nur in dem hier in Betracht gezogenen Intervall). Für den kritischen Spannungskoeffizienten hat Verf. früher die empirische (aber nur für vielatomige Substanzen angenähert geltende) Beziehung gefunden

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{v_k} = \frac{2R}{v_k},$$

ie hier weiter benutzt wird. Verf. weist darauf hin, daß die Volumkorrektion in der Zustandsgleichung nicht ausreicht, die komplizierte Abhängigkeit der Energie zu erklären, und er erkennt, „daß der tiefere Sinn des Problems der Zustandsgleichung darin liegt, . . . die Energiefunktion in ihrer Abhängigkeit von T und v darzustellen“. Inen grundsätzlichen Fortschritt in der Lösung des Problems hält er erst für möglich, wenn es gelänge, nicht nur wie bisher die translatorische, sondern auch die rotatorische Bewegung zu berücksichtigen. Verschiedene Ansätze hierzu haben bisher jedoch noch keinen Erfolg gezeitigt. Im Zusammenhang mit dieser Frage kommt Verf. auf die früher von ihm behandelte der idealen Ausdehnungsarbeit $A_{id} = R T \ln \frac{v_2}{v_1}$ zu sprechen. Diese sollte nach ihm ein konstanter Bruchteil der inneren Verdampfungswärme L_i sein (was aber nur in beschränktem Temperaturintervall angenähert gilt, da theoretisch für $T = 0$ folgt $A_{id} = L_i$, d. Ref.). Zum Schluß leitet Verf. empirisch ab, daß die Differenz zwischen A_{id} und der äußeren Arbeit A_s der Beziehung genügt:

$$A_{id} - A_s = (a - R T v_k) \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right),$$

obei a (im untersuchten beschränkten Temperaturbereich) eine Konstante ist. SCHAMES.

J. van Laar. On the Equation of State for Arbitrary Temperatures and Volumes. analogy with Planck's Formula. Proc. Amsterdam **21**, 1184—1199, 1919. Es wird die Bewegung eines kugelförmigen Moleküls vom Durchmesser s untersucht, das auf der Verbindungsstrecke zwischen zwei Molekülen gleicher Art, die ruhend angenommen werden, hin und her pendeln kann. Eine Anziehung soll nur stattfinden innerhalb der Wirkungssphäre vom Radius ϱ und die Stärke der Anziehung soll der Strecke $-\varrho$ proportional sein, wenn r den Zentralabstand zwischen dem bewegten und dem ruhenden Molekül bedeutet. Außerdem nimmt der Verf. abstoßende Kräfte an, die nach erfolgtem Zusammenstoß (also bei $r < s$) wirksam werden und der Größe der elastisch gedachten Gestaltsänderung der Moleküle, nämlich $r - s$, proportional gesetzt werden.

Zunächst wird ein spezieller Fall behandelt, der den Verhältnissen der festen und flüssigen Körper entspricht, nämlich daß sich das bewegte Molekül stets innerhalb der Wirkungssphären beider ruhender Moleküle befindet. Die lebendige Kraft, welche im Mittelpunkt der Bahnlinie, den neutralen Punkt, in dem die Anziehungs Kräfte sich aufheben, den Wert $\frac{1}{2} m u_0^2$ besitzen soll, wird aus der Wirkung der Kräfte als Funktion des Ortes berechnet und sein Mittelwert $\frac{1}{2} m \bar{u}^2$ für die ganze Bahn abgeleitet. Es ergibt sich für den Spezialfall hoher Temperaturen $\bar{u}^2 = \frac{1}{2} u_0^2$ und für

den Spezialfall tiefer Temperaturen $\bar{u}^2 = \frac{u_0^2 \varphi^2}{\ln(4\varphi^2 + 2)}$, wenn man zur Abkürzung

$= \frac{l-s}{u_0} \sqrt{\frac{2f}{m}}$ setzt. Hierin bedeutet $2l$ den Zentralabstand der beiden ruhenden Moleküle, f den Proportionalitätsfaktor des Anziehungsgesetzes. Setzt man den ganzen Energieinhalt E eines Mols von N Molekülen als $3N$ mal so groß an, als die Energie des betrachteten Moleküls, das nur linear schwingt, so ergibt sich $E = 3N \frac{m}{2} u_0^2$

$- 3Nf(l-s)^2$. Der erste Teil dieser Energie röhrt wesentlich von der Wärmewegung her; der zweite Teil dagegen von den Molekularkräften; er ist auch in absoluten Nullpunkt vorhanden (Nullpunktsenergie) und wird bezeichnet als $\epsilon_0 = 3Nf(l-s)^2$.

Nach der kinetischen Gastheorie ist das mittlere Geschwindigkeitsquadrat \bar{c}^2 mit der Temperatur T durch die Beziehung $N m \bar{c}^2 = 3 R T$ verknüpft. Da es sich bei den vorliegenden Betrachtungen nur um eine Komponente der Geschwindigkeit handelt, so wird entsprechend $N m u^2 = R T$ gesetzt.

Nach einigen Umformungen erhält man dann für hohe Temperaturen $E = E_0 + 3 R T$ und für tiefe Temperaturen

$$R T = \frac{\frac{2}{3} E_0}{\ln \left[\frac{4 E_0}{E - E_0} + 2 \right]}.$$

Fügt man im Nenner dieser Gleichung die relativ sehr kleine Größe $-\log 2$ additiv hinzu, so lässt sich diese Gleichung auch in der Form

$$E = E_0 + \frac{2 E_0}{\frac{\frac{2}{3} E_0}{e^{\frac{R T}{E_0}}} - 1}$$

schreiben. Die Analogie mit der Planckschen Strahlungsgleichung wird durch die Substitution $E = 3 N f(l-s)^2 = \frac{3}{2} N h \nu$ vollständig, indem sich dann

$$E = \frac{3}{2} N h \nu + \frac{\frac{3}{2} N h \nu}{\frac{N h \nu}{e^{\frac{R T}{E_0}}} - 1}$$

ergibt.

HENNING.

E. Ariès. Sur une nouvelle amélioration de l'équation d'état des fluides. C. R. 169, 1140—1143, 1919. Berichtigung S. 1436, 1919. Um die Clausiussche Zustands-

gleichung, welche in der Form $p = \frac{R T}{v-a} - \frac{K}{T^n(v+\beta)^2}$ geschrieben wird, auf alle

von Young untersuchten Flüssigkeiten anwenden zu können, ist es nötig, n nicht konstant anzusetzen, sondern als Funktion der Temperatur zu bestimmen. Bezeichnet man mit dem Index c die kritischen Größen, so müssen folgende Gleichungen erfüllt sein, bei denen τ die reduzierte Temperatur, ferner Z , y_1 und y_2 die Größen der Clausiusschen Dampfdrucktabellen bedeuten: Der reduzierte Sättigungsdruck

$\pi = \tau^{n+2} \frac{Z}{x}$, wenn $x = \tau^{n+1} \Gamma$ und $\Gamma = \frac{R T_c}{8 P_c} (a+\beta)$; die spezifischen Volumina der flüssigen und dampfförmigen Phase

$$v_1 = \frac{R T_c}{8 P_c} \cdot \Gamma(a+y_1),$$

$$v_2 = \frac{R T_c}{8 P_c} \cdot \Gamma(a+y_2), \text{ wenn } a = \frac{a}{a+\beta},$$

die Verdampfungswärme

$$L = R T (y_1 - y_2) \left[\frac{Z}{8} \left(2 + n + \tau \log \tau \cdot \frac{\delta n}{\delta \tau} \right) + \frac{1}{y_1 y_2} \frac{\delta}{\delta T} (\log x) \right].$$

Es sollen die Konstanten und die für n gültige Funktion der Temperatur zunächst für Äther bestimmt werden.

HENNING.

W. Herz. Einige Beziehungen kritischer Daten zu anderen Eigenschaften organischer Flüssigkeiten. ZS. f. anorgan. Chem. 111, 52—54, 1920. Es handelt sich hier um die Wertigkeit z einiger organischer Flüssigkeiten, die als Summe der Wertigkeit von $C = 4$, $H = 1$, $O = 2$ und $N = 3$ aufgefaßt wird. Dies z soll mit den kritischen Daten, mit der Verdampfungswärme und mit der Molekularrefraktion in einfachen empirischen Beziehungen stehen, was in einigen Tabellen erhärtet wird. SCHAMES.

Richard Lorenz. Raumerfüllung und Ionenbeweglichkeit. ZS. f. Elektrochem. **26**, 21—228, 1920. [S. 1029.] SCHAMES.

W. Weidert und G. Berndt. Die Verflüssigung des Glases. ZS. f. techn. Phys. **1**, 21—123, 1920. Während für die untere Grenze des Temperaturbereiches, in welchem die Verflüssigung des Glases allmählich erfolgt, früher die Deformationstemperatur eingeführt war (diese Ber. S. 524), wird nun als obere Grenze desselben (bei der das Glas als Flüssigkeit angesprochen werden kann) aus praktischen Gesichtspunkten heraus die (als „Fließtemperatur“ bezeichnete) Temperatur gewählt, bei welcher ein Stäck seine Formbeständigkeit so weit verloren hat, daß es in verhältnismäßig kurzer Zeit mit glatter Oberfläche auseinanderfließt. Da diese eine Funktion der Versuchsbedingungen ist, wurden diese so festgelegt, daß als normale Erhitzungsdauer eine halbe Stunde und als Versuchsstücke Würfel von 25 mm Kante benutzt wurden; diese waren so aufgestellt, daß eine Körperdiagonale vertikal stand und dann das Unterfließen der oberen dreiseitigen Pyramide beobachtet. Von der Stückgröße erwies sich die Fließtemperatur als nicht wesentlich abhängig, dagegen nahm sie mit abnehmender Erhitzungsdauer ab. Einige Werte sind nachstehend angegeben:

	1/2 h	6 h
Flint	660—740	630—685
Barint	780—845	685—785
Kron	810—850	775—780
Barion	845—910	795—860

BERNDT.

A. Hemsalech. On the Excitation of the Spectra of Carbon, Titanium, and Vanadium by Thermoelectronic Currents. With special Reference to the Cause of the Emission of Light Radiations by Luminous Vapours in the Carbon Tube Resistance Furnace. Phil. Mag. (6) **39**, 241—285, 1920. [S. 1050.] SWINNE.

Hirsch. Grundsätze der Wärmeumwandlung. ZS. f. d. ges. Turbinenw. **17**, 181—184, 193—197, 1920. Der Verf. macht darauf aufmerksam, daß es bei reinen Wärmeaustauschvorgängen nicht nur darauf ankommt, Wärmeverluste zu vermeiden, sondern auch wesentlich darauf, die Entropiezunahme möglichst gering zu halten. Das wird möglichst durch die sogenannte „Heizmaschine“, die unter Aufwendung von Arbeit einem niedrig temperierten Körper Wärme entzieht und sie auf einen höher temperierten Körper überträgt, demnach den gleichen Vorgang vollzieht, der uns bei der „Kühlmaschine“ geläufig ist. Der Verf. behandelte in diesem Sinne die neuerdings auch von anderer Seite (siehe zum Beispiel E. Altenkirch, ZS. f. techn. Phys. **1**, 77 und 93, 1920) erörterte Verbindung zweier umkehrbarer Kreisprozesse, bei welchen zunächst in einer Wärmekraftmaschine die Wärme in Arbeit, danach in einer Kraftwärmemaschine die Arbeit in Wärme verwandelt wird. Es sei Q_1 die bei der höheren Temperatur T_1 abzugebende, Q_2 die bei der niedrigeren Temperatur T_2 von der Verbrauchsstelle aufzunehmende Wärmemenge. Den Quotienten Q_2/Q_1 , der möglichst groß sein soll, nennt der Verf. den „Wärmeumwandlungswert“. Er berechnet diesen Wert zunächst unter Annahme idealer Kreisprozesse, dann unter der Voraussetzung, daß die Wärmeaustausch-Reservoirs begrenzt groß seien und ein Temperaturgefälle zwischen den im Austausch begriffenen Körpern bestehe. Endlich erläutert er seine thermodynamischen Ausführungen durch einige in verschiedenen Varianten durchgerechneten Beispiele. Ich führe daraus zur Charakteri-

sierung des gewaltigen Gewinnes, der durch die „Heizmaschine“ erzielbar sein kann, hier nur einige Zahlen aus dem dritten Beispiel an: Es stehe elektrischer Strom zur Verfügung, mittels dessen zur Zimmerheizung 200000 kcal bei einer mittleren Lufttemperatur von 17° erzeugt werden sollen. Bei direkter elektrischer Widerstandsheizung sind dazu 430 kWh erforderlich. Eine „Heizmaschine“ hätte einen Kraftbedarf von nur 30 kWh und ferner einen Wasserbedarf von etwa 20 cbm/st Wasser. Als Nebenprodukt würde dabei eine Kälteleistung von 193000 kcal/st erzielt. Der Verf. schließt hieraus, daß es möglich sein werde, Kraftwärmemaschinen zu schaffen, die bei billigen Strompreisen den Kampf mit der direkt feuern den Zentralheizung mit Erfolg aufnehmen können.

Auch die übrigen Berechnungen und Schlüsse der Abhandlung sind sehr beachtenswert.

MAX JAKOB.

R. Plank. Die thermodynamischen Kreisprozesse zur Beurteilung von Kraftmaschinen. ZS. d. Ver. d. Ing. 64, 221—227, 1920. Als idealer thermodynamischer Vergleichsprozeß zur Beurteilung ausgeführter Dampfmaschinen wird in England der sogenannte Clausius-Rankine-Prozeß zugrunde gelegt, in Deutschland vielfach der vom Verein deutscher Ingenieure vorgeschlagene, etwas davon abweichende sogenannte „VdI-Prozeß“. Letzterer unterscheidet sich vom ersten dadurch, daß die Expansion nicht bis zum Gegendruck, sondern nur so weit fortgesetzt wird, wie in der zu untersuchenden Maschine möglich ist. Der Verf. weist nach, daß der Clausius-Rankine-Prozeß vom physikalischen und praktischen Standpunkte aus den Vorzug verdiene. Insbesondere schließe sich beim VdI-Prozeß an die Expansion eine nicht umkehrbare Zustandsänderung an, die im Indikatordiagramm zwar als Zustandsänderung bei konstantem Volumen erscheine, in Wirklichkeit aber nicht als solche aufgefaßt werden dürfe, da der Dampf hierbei größtenteils in den Auspuff oder Kondensator übergehe, also aus dem Kreisprozeß überhaupt ausscheide. Die betreffende Linie gleichbleibenden Volumens sei nichts als die Begrenzung im Indikatordiagramm. Daß man dieses mit dem Kreisprozeß einer Maschine verwechsle, führe zu bedenklichen, näher ausgeführten Trugschlüssen. Es werden sodann die einzelnen für den VdI-Prozeß sprechenden Gründe untersucht und nicht stichhaltig gefunden. Insbesondere wird es zwecks einheitlicher Beurteilung aller Wärmekraftmaschinen als der richtige Weg bezeichnet, auch bei Verbrennungsmaschinen dem Idealprozeß die vollständige Expansion zugrunde zu legen. Auch auf dem Gebiete der Dampfmaschinen ermögliche nur er einheitliche Beurteilung, weil bei den Dampfturbinen die Expansion stets bis zum Gegendruck getrieben werde. Die vom Verein deutscher Ingenieure aufgestellten Normen sollten also entsprechend abgeändert werden. Bei den Verbrennungsmaschinen bringe die Gasturbine die Möglichkeit mit sich, die Expansion vollständig auszunutzen. Es werden nun im einzelnen sowohl für die Verpuffungsmaschinen als für die Gleichdruckmaschinen Vergleichsberechnungen durchgeführt. Bei ersterer Maschinenart wird der Ausdruck für den theoretischen thermischen Wirkungsgrad des Idealprozesses mit vollständiger Expansion etwas weniger einfach als mit unvollständiger Expansion, bei den Gleichdruckmaschinen dagegen einfacher. Die Berechnungen erstrecken sich auf den thermischen Wirkungsgrad (mit und ohne Vernachlässigung der Zunahme von c_v mit der Temperatur), den mittleren indizierten Druck und den Zustand der Gase nach dem Auspuff.

MAX JAKOB.